

Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX

Temporal contrast control at the PHELIX laser facility

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

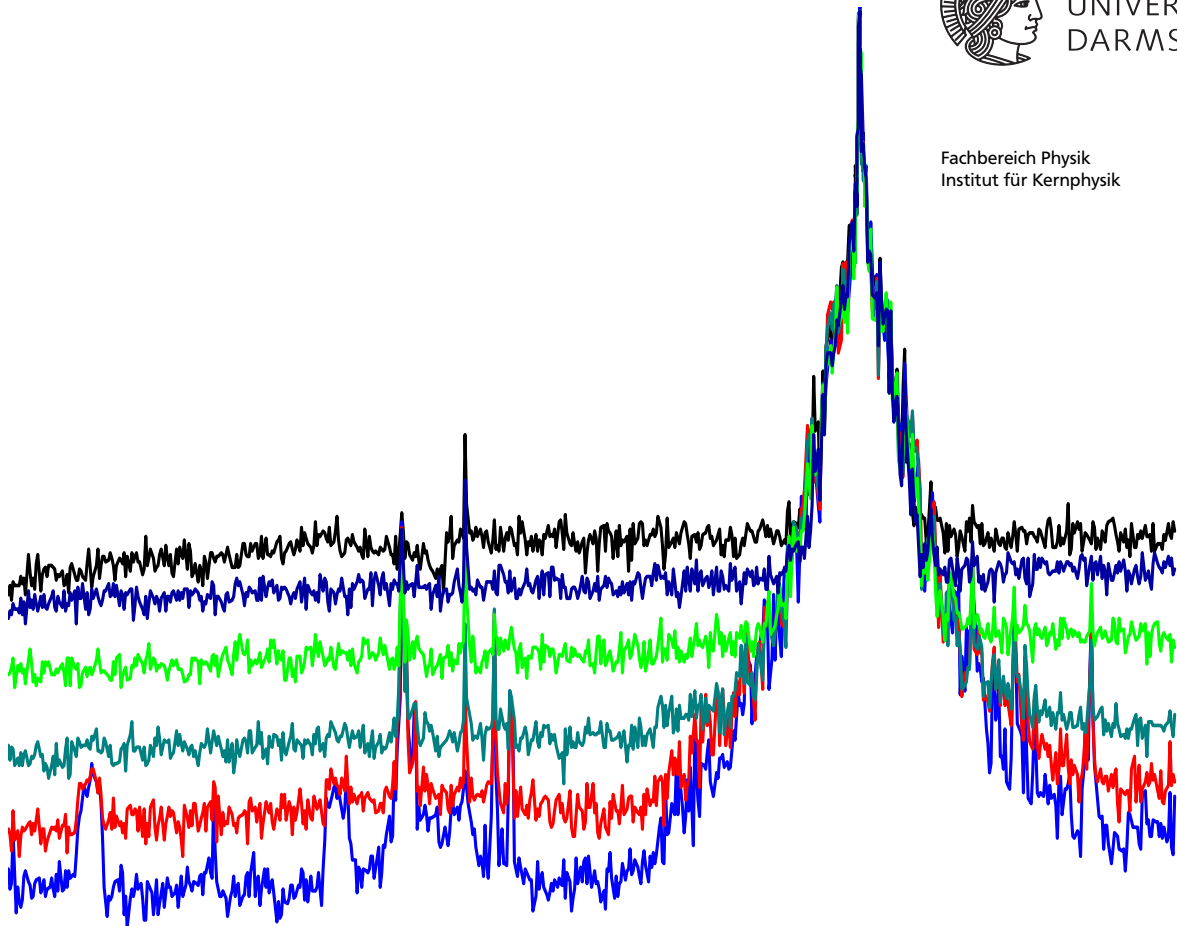
genehmigte Dissertation von M. Sc. Florian Wagner aus Lich

Dezember 2014 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX
Temporal contrast control at the PHELIX laser facility

Genehmigte Dissertation von M. Sc. Florian Wagner aus Lich

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Prof. Dr. Thomas Kühl

Tag der Einreichung: 14.07.2014
Tag der Prüfung: 01.12.2014

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Die vorliegende wissenschaftliche Arbeit behandelt die Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Hochleistungslaser PHELIX der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt. Durchgeführt wurde die Dissertation in der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik des Instituts für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt.

Der zeitliche Kontrast eines gepulsten Lasers, der als das Verhältnis der Maximalintensität zur Intensität zu einem gegebenen Zeitpunkt vor dem Pulsmaximum definiert ist, stellt einen bedeutenden Einflussfaktor für Experimente mit Hochleistungslasern dar. Die Verstärkung des Laserpulses führt dabei zu einer intrinsischen Kontrastverschlechterung. Diese zieht die Ionisation des im Experiment bestrahlten Probenmaterials Nanosekunden vor dem Auftreten des Intensitätsmaximums nach sich. Es bildet sich ein Vorplasma, das die Laser-Materie-Wechselwirkung entscheidend beeinflusst und welches das Auftreten einiger physikalischer Effekte verhindert.

Zielsetzung dieser Dissertation war es, einen ausreichenden Kontrast am PHELIX-Laser zu realisieren, um die experimentelle Untersuchung des breakout afterburner (BOA)-Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung zu ermöglichen. Dieser basiert auf der Verwendung dünner Proben im sub- μm Dickenbereich und erfordert einen hohen Kontrast, der den charakteristischen Kontrast konventioneller Lasersysteme um Größenordnungen überschreitet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein innovatives Modul zur Unterdrückung der verstärkten Spontanemission (engl. amplified spontaneous emission, ASE), die den entscheidenden Beitrag zur Kontrastdegradierung liefert, entwickelt und in das PHELIX-System integriert.

Das Modul ermöglicht eine rauscharme Verstärkung des Oszillatorpulses auf bis zu $200\ \mu\text{J}$ durch optisch-parametrische Verstärkung. Bei diesem Mechanismus entsteht keine ASE. Die einzige mögliche Ursache einer Kontrastverschlechterung stellt die parametrische Fluoreszenz dar, die auf die Zeitdauer des genutzten Pumpimpulses beschränkt ist. Aus diesem Grund wurde ein kompaktes Verstärkersystem entwickelt, das einen Pumpimpuls mit einer Halbwertsbreite von $1\ \text{ps}$ erzeugt. Die parametrisch verstärkten Pulse, die einen hohen zeitlichen Kontrast außerhalb des durch den Pumpimpuls definierten Zeitfensters aufweisen, werden zur weiteren Verstärkung im PHELIX-System genutzt. Auf diese Weise ist eine Verringerung der ASE-Intensität des Gesamtsystems um bis zu 5 Größenordnungen bei gleichbleibender Spitzenintensität möglich.

Einen weiteren Beitrag zur Kontrastverschlechterung an Hochleistungslasern leisten komprimierte Vorpulse. Die Ursachen von Vorpulsen im PHELIX-System wurden identifiziert und konnten durch technische Modifikationen eliminiert werden.

Der positive Einfluss der erzielten Kontrastverbesserung wurde in zwei unterschiedlichen Experimenten bestätigt. Im ersten Experiment wurde die Ausdehnung des Vorplasmas auf flachen Metallproben, wie sie in verschiedenen Experimenten genutzt werden, untersucht. Dazu wurde ein Pump-Probe-Aufbau entwickelt, der die Bestimmung der Dichte des Vorplasmas mit einer räumlichen Auflösung von wenigen Mikrometern ermöglicht. Die Messung wurde für verschiedene ASE-Niveaus durchgeführt, die mit dem genannten Modul eingestellt werden können. Die Messergebnisse zeigen eine verringerte Vorplasmadimension bei Erhöhung des ASE-Kontrastes und sind im Einklang mit durchgeführten Computersimulationen.

In einem zweiten Experiment wurde die lasergetriebene Ionenbeschleunigung mit Plastikproben im sub- μm -Dickenbereich erforscht. Mit dem realisierten Kontrast war es dabei am PHELIX-Laser erstmals möglich, mit minimalen Probendicken von bis zu 200 nm eine Beschleunigung von Protonen nach dem bekannten target normal sheath acceleration (TNSA)-Mechanismus auf Energien von etwa 34 MeV zu erzielen. Zusätzlich wurden für eine optimale Probendicke von 745 nm Protonen mit einer maximalen Energie von 65 MeV beobachtet, die dem BOA-Mechanismus zugeschrieben werden. Dank der Einstellung eines kleinen Winkels zwischen der Laserachse und der Probennormalen konnte eine räumliche Separation der nach den beiden Mechanismen TNSA und BOA beschleunigten Protonen erzielt werden. Während die TNSA-Protonen senkrecht zur Probe beschleunigt wurden, was aus zahlreichen experimentellen und theoretischen Studien bekannt ist, wurde für den BOA-Mechanismus erstmals eine Beschleunigung in Laserrichtung beobachtet.

Abstract

This scientific thesis deals with the control of the temporal contrast at the high power laser system PHELIX at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt. The work was carried out at the laser and plasma physics group of the Institut für Kernphysik at Technische Universität Darmstadt.

The temporal contrast of a pulsed laser, which is defined by the ratio of the peak intensity to the intensity at a given time before this maximum, is an important parameter for experiments using high power lasers. In general, the intrinsic noise in laser amplifiers results in a degradation of the temporal contrast of short pulses, leading to the ionization of the target material that is used in experiments already a few nanoseconds before the impact of the laser pulse maximum. A preplasma is created, that strongly influences the laser-matter-interaction and even compromises several physical phenomena.

The main objective of this thesis was the demonstration of a temporal contrast level sufficiently high for the experimental investigation of the laser breakout afterburner (BOA) mechanism for laser-driven ion acceleration. This mechanism is based on the use of ultrathin targets with thicknesses in the range of sub- μm and requires a high temporal contrast exceeding the typical value achieved in common laser systems by several orders of magnitude.

In the framework of this thesis an innovative module for the reduction of the amplified spontaneous emission (ASE), which is the main source of contrast degradation, was developed and integrated to the PHELIX system.

This module allows for a low-noise amplification of the oscillator pulse up to an energy of 200 μJ by means of optical parametric amplification (OPA). With this scheme, no ASE is generated whereas parametric fluorescence, the only source of noise, is temporally confined to the pump pulse duration. For this reason a compact amplifier was developed to produce the 1 ps short pump pulses necessary for pumping the OPA. The pulses that have been parametrically amplified exhibit high temporal contrast outside the time window set by the on-time of this laser pulse. These pulses are further amplified in the PHELIX-system. Thus, the intensity of the ASE can be reduced by up to 5 orders of magnitude while maintaining the peak intensity.

An additional contribution to contrast degradation is made by compressed prepulses. The sources of prepulses at the PHELIX system were identified and systematically eliminated.

The positive influence of the achieved contrast improvement was confirmed in two experiments. In the first experiment the preplasma expansion on flat metal targets, as used in many experiments, was studied. With this goal a pump-probe setup was developed, that enables the evaluation of the plasma density with spatial resolution of several μm . The measurement was carried out with different ASE levels, which can be applied using the above-named module. The results show a reduced preplasma dimension with increasing ASE contrast and are consistent with computer simulations.

The second experiment was dedicated to explore laser-driven ion acceleration using plastic targets with sub- μm thicknesses. With the implemented contrast, it was for the first time possible to accelerate protons up to maximum energies of 34 MeV with target thicknesses as low as 200 nm and acceleration via the well known target normal sheath acceleration (TNSA) mechanism.

Additionally, for an optimum target thickness of 745 nm, protons with energies of 65 MeV were observed that are linked to the BOA mechanism. Thanks to a small angle between the laser axis and the target normal direction, a spatial separation of the protons accelerated via the two different mechanisms TNSA and BOA could be obtained. While the TNSA-beam is accelerated in target normal direction, which is a well established fact, the acceleration via the BOA mechanism could be observed in a non target-normal geometry for the first time.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen der Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie	5
2.1. Definition und Charakteristiken eines Plasmas	5
2.2. Ionisation	8
2.3. Laser-Plasma-Wechselwirkung	10
2.3.1. Relativistische Elektronenbewegung im Laserfeld	10
2.3.2. Die ponderomotorische Kraft	11
2.3.3. Ponderomotorische und relativistische Selbstfokussierung	12
2.3.4. Absorptionsmechanismen	13
2.4. Ionenbeschleunigung	15
2.4.1. Der TNSA-Mechanismus	15
2.4.2. Der BOA-Mechanismus	18
3. Zeitlicher Kontrast moderner Hochleistungslaser	21
3.1. Entstehung des zeitlichen Kontrastes in CPA-Lasern	21
3.1.1. Aufbau eines CPA-Lasers	22
3.1.2. Vorpulse	24
3.1.3. Verstärkte Spontanemission	26
3.1.4. Kohärenter Kontrast	27
3.2. Kontrastmessung	29
3.3. Methoden zur Kontrastverbesserung	30
3.3.1. Die zweistufige CPA-Technik	31
3.3.2. Direkte parametrische Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses	33
3.3.3. Alternative Methoden	39
4. Kontrastkontrolle am Lasersystem PHELIX	41
4.1. Überblick über das PHELIX-Kurzpuls-System	41
4.2. Kontrolle des ASE-Kontrastes durch parametrische Verstärkung	45
4.2.1. Aufbau und Charakterisierung eines uOPA am PHELIX-Laser	45
4.2.2. Kontrolle des ASE-Kontrastes	64
4.3. Eliminierung der Vorpulse	69
5. Anwendung der Erweiterungen im Experiment	75
5.1. Fokus- und Targetjustage	75
5.2. Vorplasmacharakterisierung	78
5.2.1. Experimenteller Aufbau	78
5.2.2. Experimentelle Ergebnisse	80
5.2.3. Vergleich mit Simulationen	83

5.3. Ionenbeschleunigung mit dünnen Targets	89
5.3.1. Experimenteller Aufbau, Targets und Diagnostiken	89
5.3.2. Ergebnisse	94
5.3.3. Quantitative Analyse	98
6. Zusammenfassung und Ausblick	105
6.1. Zusammenfassung	105
6.2. Experimentelle Möglichkeiten am PHELIX-Laser	106
6.3. Entwicklungsmöglichkeiten für den zeitlichen Kontrast am PHELIX-Laser	108
6.4. Vorplasma-Diagnostik	109
Abkürzungsverzeichnis	111
Literaturverzeichnis	113
Publikationen	125
A. Anhang	127
A.1. Charakterisierung eines Plasmaspiegels am PHELIX-Laser	127
Danksagung	129
Lebenslauf	131

1 Einleitung

Mit der Entdeckung des ersten Rubinlasers von T. Maiman im Jahre 1960 [1] wurde der Grundstein zur Erzeugung elektromagnetischer Felder extremer Intensitäten gelegt. Seitdem hat die Lasertechnologie eine rasante Entwicklung vollzogen. Durch die Techniken der Güteschaltung [2] sowie der Modenkopplung [3] können kurze Pulse mit Pulsdauern im ns- bis hin zum fs-Bereich erzeugt werden. Mit der Entwicklung der sogenannten chirped pulse amplification (CPA, dt. Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse), die erstmals im Jahre 1985 von G. Mourou und D. Strickland eingeführt wurde [4], wurde die Verstärkung solcher kurzen Laserpulse auf Energien von bis zu mehreren hundert Joule ermöglicht und somit die Voraussetzung für Spitzenleistungen im Petawatt-Bereich geschaffen. Bei einer leichten Abwandlung dieser Technik, der optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) [5], wird der zeitlich gestreckte Puls in einem optisch-parametrischen Prozess verstärkt. In modernen Hochleistungslasern werden auf diese Weise gegenwärtig Pulse mit Leistungen von bis zu 10^{16} W erzielt, wodurch bei nahezu beugungs-limitierter Fokussierung dieser Pulse Intensitäten zwischen 10^{20} W/cm² und 10^{21} W/cm² erreicht werden [6–8].

Solche Intensitäten ermöglichen vielfältige Experimente im Bereich der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung. Der Laserpuls wird dabei typischerweise auf ein festes oder gasförmiges Medium fokussiert, das somit teilweise oder komplett ionisiert wird. Durch die Wechselwirkung der erzeugten freien Elektronen mit dem Laserfeld werden diese innerhalb weniger Laserzyklen auf relativistische Energien beschleunigt [9]. Dabei ergeben sich zahlreiche Effekte, welche Gegenstand aktueller Forschung sind. Diese umfassen insbesondere die Generierung höherer Harmonischer des Laserpulses [10] und die damit verbundene Entstehung ultrakurzer kohärenter Pulse im Attosekunden-Bereich [11], die Erzeugung von Röntgen- und Gammastrahlung [12], Ionen- und Elektronenbeschleunigung [13–15], sowie die Entwicklung intensiver gepulster Neutronenquellen [16].

Durch neue Technologien sollen die maximal erreichbaren Intensitäten weiter erhöht und damit der Bereich der ultrarelativistischen Optik zugänglich gemacht werden. Gegenwärtig wird im Rahmen der extreme light infrastructure (ELI) – einer kooperativen europäischen Forschungsinfrastruktur – eine Erhöhung des Intensitätsmaximums auf 10^{23} W/cm² angestrebt. Dieses Maximum soll künftig durch relativistische Kompression des Laserpulses auf über 10^{25} W/cm² angehoben werden [17]. ELI stützt sich dabei auf eine Kombination der gängigen Techniken der CPA und OPCPA. Die maximal erreichbaren Intensitäten sind dabei – wie bei konventionellen Lasersystemen – durch die limitierte Größe der für die Kompression der Pulse verwendeten Beugungsgitter und die damit verknüpfte Zerstörschwelle dieser Komponenten begrenzt. Die Möglichkeit diese Grenze weiter auszudehnen wird momentan im Rahmen der IZEST-Kollaboration (international center for zetta and exawatt science and technology) erforscht [18]. Durch die Verknüpfung der backward raman amplification [19], einem neuartigen Verstärkungsmechanismus, der ein Plasma als Verstärkungsmedium nutzt, mit den herkömmlichen CPA- und OPCPA-Techniken, der sogenannten C3-Methode (Cascade Conversion Compression), sollen Pulse mit Megajoule-Energien und Pulsdauern von wenigen Femtosekunden erreichbar sein.

Mit steigenden maximalen Intensitäten wird der zeitliche Kontrast eines Laserpulses, der definiert ist als das Verhältnis des Intensitätsmaximums zur Intensität zu einem gegebenen Zeitpunkt vor dem Maximum, zu einer immer wichtigeren Kenngröße moderner Lasersysteme. Die Erzeugung hochintensiver Pulse mittels der CPA- und der OPCPA-Methode führt dabei zu einem charakteristischen zeitlichen Pulsprofil mit limitiertem Kontrast: Dem Hauptpuls geht ein im ns-Bereich konstantes Rauschen voraus, das je nach verwendetem Verstärkungsmechanismus durch verstärkte Spontanemission (engl. amplified spontaneous emission, ASE) oder parametrische Fluoreszenz entsteht. Die Intensität dieses Rauschniveaus liegt typischerweise zwischen 6 und 8 Größenordnungen unterhalb des Maximums [20, 21]. Zusätzlich können mehrere komprimierte Vorpulse im ps- sowie im ns-Bereich auftreten, die auf den endlichen Kontrast optischer Schalter wie Pockels-Zellen und nichtlineare Effekte während der Verstärkung zurückzuführen sind [22]. Weitere Effekte bei der Streckung und Komprimierung der Pulse führen zu einer charakteristischen exponentiell wachsenden Anstiegsflanke, die sich über eine Zeitspanne von wenigen ps bis zu mehreren 100 ps erstrecken kann [23].

Bei der Fokussierung solcher Laserpulse auf eine Probe können die genannten Charakteristiken schon bei vergleichsweise geringen Maximalintensitäten von 10^{18} W/cm^2 bereits vor dem Eintreffen des Hauptpulses zur Ionisation des Probenmaterials führen. Die Auswirkungen auf die Experimente sind substanziell. Insbesondere bei der Verwendung von Festkörperproben ist der Einfluss evident: Der Hauptpuls trifft auf ein ausgedehntes Plasma, anstatt auf einen steilen Dichtegradienten der Festkörperoberfläche. Abhängig von der räumlichen Ausdehnung dieses Plasmas dominieren verschiedene Absorptionsmechanismen, welche unterschiedliche Effizienzen für die Einkopplung von Laserenergie aufweisen [9]. Im Vorplasma können zudem verschiedene Faktoren, wie ponderomotorische und relativistische Selbstfokussierung sowie Filamentierung des Laserstrahls, die maximal erreichbare Intensität und die Homogenität des Laserfokus beeinflussen [24]. Des Weiteren entsteht durch die räumliche Expansion des Plasmas aufgrund der Impulserhaltung eine Schockwelle, die durch die bestrahlte Probe propagiert.

Während manche Experimente von den genannten Effekten, insbesondere von der Erhöhung der Maximalintensität durch Selbstfokussierung profitieren, werden andere negativ beeinflusst. Speziell kann bei Verwendung dünner Proben im μm - und sub- μm -Bereich die Probe bereits vor dem Eintreffen des Hauptpulses zerstört werden. Eine erfolgreiche Durchführung entsprechender Experimente ist damit ohne die Anwendung kontrastverbessernder Maßnahmen nicht möglich.

Auch für Computersimulationen [25, 26] stellt der endliche Kontrast der verwendeten Laserpulse eine große Herausforderung dar. Typischerweise wird die relativistische Wechselwirkung von Laserintensitäten über 10^{18} W/cm^2 mit Materie mit Hilfe von sogenannten particle-in-cell (PIC)-codes simuliert. Dabei wird der Laserpuls in der Regel allerdings als idealer Puls mit unendlichem zeitlichen Kontrast modelliert. Die beschriebenen Effekte bleiben dabei unberücksichtigt, was teilweise zu starken Abweichungen der Simulationsergebnisse von den experimentellen Ergebnissen führt. Die Simulation mit realistischen Pulsprofilen erweist sich dagegen aufgrund der unterschiedlichen Zeitskalen und Intensitätsbereichen als schwierig.

Insbesondere für die lasergetriebene Ionenbeschleunigung, die eine zentrale Anwendung intensiver Laserpulse darstellt, spielt der zeitliche Kontrast eine entscheidende Rolle. Der bisher meist untersuchte Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung ist die im Jahre 2000 entdeckte sogenannte target normal sheath acceleration (TNSA) [13, 27, 28]. Durch die Wechselwirkung eines intensiven Laserpulses ($I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$) mit einer Festkörperprobe mit einer Dicke im 1–100 μm -Bereich entsteht ein elektrisches Feld in der Größenordnung von TV/m, welches

Materie von der Probenrückseite ionisiert und auf Energien von mehreren MeV pro Nukleon beschleunigt.

Aus der Beobachtung zahlreicher positiver Eigenschaften solcher laserbeschleunigter Ionen [13, 27, 28], wie beispielsweise hohen Strahlintensitäten und niedrigen Emittanzen sowie der Kompaktheit des technischen Aufbaus im Vergleich zu konventionellen Teilchenbeschleunigern, resultierten zahlreiche Anwendungsvorschläge. Diese umfassen insbesondere medizinische Anwendungen im Bereich der Tumorthherapie, die Erzeugung von Materie bei hoher Energiedichte, Protonenradiographie, Erzeugung gepulster Neutronenquellen sowie die Nutzung im Rahmen der Fusionsforschung [16, 29–32]. Die Anforderungen zur Realisierung dieser Anwendungsvorschläge sind hoch und zum Teil mit aktuellen Lasersystemen und der Beschleunigung nach dem TNSA-Mechanismus nicht erfüllbar. Während beispielsweise die Tumorbehandlung Teilchenenergien um 200 MeV pro Nukleon erfordert [29], konnten mit dem TNSA-Mechanismus bisher lediglich Protonen mit einer maximalen Energie um 70 MeV erzielt werden [33]. Empirisch gefundene Skalierungsgesetze für den TNSA-Mechanismus [34] lassen zudem für die in naher Zukunft möglichen Laserenergien kein Erreichen der erforderlichen Teilchenenergien erwarten.

An dieser Stelle sind neue Beschleunigungsmechanismen, wie beispielsweise der sogenannte laser breakout afterburner (BOA)-Mechanismus [35] vielversprechend. Computersimulationen sagen für den BOA-Mechanismus einen effizienteren Transfer von Laserenergie auf die beschleunigten Ionen voraus und lassen daher höhere maximale Ionenenergien verglichen mit dem TNSA-Mechanismus erwarten [35, 36]. Allerdings stellt dieser Mechanismus, der auf der Verwendung dünner Proben im sub- μm -Bereich beruht, hohe Anforderungen an den zeitlichen Kontrast des Laserpulses und ist daher nicht mit konventionellen CPA-Lasern realisierbar.

Um den steigenden Anforderungen an den zeitlichen Kontrast intensiver Laserpulse gerecht zu werden, wurden unterschiedliche Techniken entwickelt, die aktuell an verschiedenen Hochleistungslasern Anwendung finden. Gängige Methoden basieren dabei auf der Bereinigung des vorverstärkten Pulses mittels nichtlinearer Methoden [37, 38] und gehen stets mit einem Verlust an nutzbarer Laserenergie einher. Die erzielte Kontrasterhöhung ist zudem durch die Effizienz der entsprechenden nichtlinearen Reinigungstechnik begrenzt und liegt für Standardmethoden [37, 38] bei lediglich 2–3 Größenordnungen. Die Möglichkeiten einer weiteren Kontrastverbesserung, etwa durch mehrere solche Reinigungsstufen, sind limitiert und erfordern einen hohen technischen Aufwand. Gleichzeitig ist bei Intensitäten von über 10^{20} W/cm^2 eine Erhöhung des Kontrastes um mindestens 5 Größenordnungen erforderlich, um in Experimenten die Ionisation der Probe vor dem Eintreffen des Hauptpulses zu verhindern. Eine alternative Methode wurde im Jahre 2007 von Dorrer [39] vorgeschlagen. Diese Methode basiert auf der parametrischen Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses. Die Verwendung eines Pumpulses mit einer zeitlichen Ausdehnung im ps-Bereich resultiert dabei in einem verstärkten Puls mit hohem Kontrast außerhalb des durch den Pumpuls definierten Zeitfensters. Die wesentlichen Vorteile dieser Technik liegen in der Möglichkeit einer kompakten Realisierung und der Skalierbarkeit der erreichbaren Kontrastverbesserung.

Zielsetzung dieser Arbeit war die Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Hochleistungslaser PHELIX (Petawatt Hoch-Energie Laser für SchwerIoneneXperimente) [40] an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt. Mit maximalen Intensitäten von bis zu 10^{21} W/cm^2 und Pulsenergien von über 200 J zählt der PHELIX-Laser aktuell zu den weltweit führenden Lasersystemen seiner Art.

Zur Kontrolle des ASE-Kontrastes wurde ein spezieller optisch-parametrischer Verstärker mit einer Pumpimpulsdauer von 1 ps entwickelt und in das PHELIX-System integriert. Des Weiteren wurden Modifikationen zur Eliminierung komprimierter Vorpulse durchgeführt.

Die erzielte Kontrastverbesserung wurde in zwei Experimenten verifiziert. Im ersten Experiment wurde die Ausdehnung des Vorplasmas auf flachen Metallproben für verschiedene ASE-Niveaus vermessen. Zu diesem Zweck wurde ein Experimentaufbau entwickelt, der die Bestimmung der Elektronendichte des Plasmas mit einer räumlichen Auflösung von wenigen Mikrometern erlaubt. Die unterschiedlichen ASE-Niveaus konnten dabei unter Verwendung des genannten optisch-parametrischen Verstärkers eingestellt werden. Im zweiten Experiment wurde der erreichte höchste Kontrast zur Untersuchung der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung mit Plastikproben im sub- μm -Dickenbereich genutzt. Ein entsprechendes Experiment war mit dem realisierten hohen Kontrast an PHELIX erstmals durchführbar.

Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie erörtert. Dabei wird im Speziellen der Einfluss des Laserkontrastes auf die jeweiligen Effekte diskutiert. Das Kapitel startet mit der Beschreibung des Plasmazustandes und erklärt, wie es zur Ausbildung eines solchen Zustandes durch die Bestrahlung von Materie mit intensiver Laserstrahlung kommt. Anschließend werden die relevanten Effekte erläutert, die bei der Wechselwirkung von Laserpulsen mit Intensitäten von über 10^{18} W/cm^2 mit einem Plasma auftreten. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der beiden Mechanismen TNSA und BOA zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung, die im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht wurden.

Die Ursachen des zeitlichen Kontrastes bei der Erzeugung intensiver Laserpulse mit der CPA-Methode werden in Kapitel 3 diskutiert. Dabei wird erläutert, wie die jeweiligen Komponenten von CPA-Lasern zur Entstehung eines charakteristischen zeitlichen Pulsprofils beitragen. In diesem Kontext werden die Techniken zur Vermessung dieses Profils beschrieben. Anschließend werden die gängigen Methoden dargestellt, die aktuell zur Kontrastoptimierung an modernen Hochleistungslasern angewandt werden. In Abschnitt 3.7 werden dann die Grundlagen der parametrischen Verstärkung erarbeitet, die für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Technik von zentraler Bedeutung sind.

Kapitel 4 beschreibt die im Hinblick auf den zeitlichen Kontrast durchgeführten Erweiterungen des PHELIX-Lasers. Das Kapitel beginnt mit einem Überblick über den Aufbau des PHELIX-Kurzpuls-Systems. In 4.2 wird dann der Aufbau und die Funktionsweise des optisch-parametrischen Verstärkers beschrieben, der im Rahmen dieser Arbeit speziell für die Anwendung der ASE-Kontrolle am PHELIX-Laser entwickelt wurde. Weitere Änderungen, die durchgeführt wurden, um Vorpulse zu eliminieren, sind in Abschnitt 4.3 erläutert.

In Kapitel 5 werden zwei Experimente beschrieben, in denen die neuen Optionen des PHELIX-Lasers genutzt wurden. Zielsetzung des ersten Experimentes war es, den Einfluss verschiedener ASE-Niveaus auf die Erzeugung eines Vorplasmas auf einer Metallprobe zu erforschen. Im zweiten Experiment wurde die Laser-Ionenbeschleunigung mit Plastikproben im sub- μm -Dickenbereich untersucht.

Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Kapitel 6 zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungsmöglichkeiten und Experimente gegeben.

2 Grundlagen der Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie erläutert, die für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit behandelten Problematiken von Bedeutung sind.

Bei der Bestrahlung von fester, flüssiger oder gasförmiger Materie mit hohen Laserintensitäten ($I > 10^{20} \text{ W/cm}^2$) wird diese in einen Plasmazustand aus positiv geladenen Ionen und negativen Elektronen überführt. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Kenngrößen und Eigenschaften dieses Plasmazustandes eingeführt (Abschnitt 2.1) und anschließend die Effekte erläutert, welche zur Ionisation von Materie durch Laserstrahlung und damit zur Erzeugung eines Plasmas führen (Abschnitt 2.2). Wie sich zeigen wird, ist die Intensität der dem Laserpuls typischerweise vorausgehenden Strahlung (Details in Abschnitt 3) bereits hoch genug, um die Ionisationsschwellen sämtlicher Materialien zu überschreiten. Der Laserpuls wechselwirkt daher mit einem ausgedehnten Plasma. Die verschiedenen Effekte, die beim Auftreffen des intensiven Pulses auf dieses Plasma auftreten und zur Absorption und Selbstfokussierung des Laserstrahls führen, sind in Abschnitt 2.3 beschrieben. In Abschnitt 2.4 werden die Mechanismen TNSA und BOA zur Laser-Ionenbeschleunigung dargestellt, die im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht wurden.

2.1 Definition und Charakteristiken eines Plasmas

Neben den drei klassischen Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig wird der Plasmazustand häufig als vierter Aggregatzustand genannt. Unter einem Plasma versteht man vollständig oder teilweise ionisierte Materie, die annähernd gleiche Anzahlen an positiven wie negativen Ladungen enthält und damit als quasineutral bezeichnet wird. Aufgrund der zwischen den geladenen Teilchen auftretenden elektromagnetischen Kräfte können diese über lange Distanzen wechselwirken und zeigen somit ein für den Plasmazustand typisches kollektives Verhalten [9, 24, 41]. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Kenngrößen eines Plasmas zusammengefasst (nach [41]).

Abschirmung und Quasineutralität

Das Potential der einzelnen Ladungsträger im Plasma wird durch die umgebenden Ladungen abgeschirmt. Die Lösung der Poisson-Gleichung für eine Punktladung Q unter Berücksichtigung dieser Abschirmung ergibt das vom Coulombpotential abweichende Debye-Potential

$$\phi_{\text{De}}(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \exp(-r/\lambda_{\text{De}}) \quad (2.1)$$

mit dem Abstand r von der Punktladung, der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der Debyelänge λ_{De} , welche für ein zweikomponentiges Plasma bestehend aus Elektronen und einer Ionensorte mit dem Ladungszustand Z gegeben ist durch

$$\lambda_{\text{De}}^2 = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k_B T_e} + \frac{e^2 Z n_i}{\epsilon_0 k_B T_i} \right)^{-1}. \quad (2.2)$$

Dabei sind T_i , T_e , n_i und n_e die Temperaturen und Dichten der Ionen und Elektronen, k_B die Boltzmann-Konstante und e die Elementarladung. Gleichung 2.1 beschreibt ein Coulombpotential mit einem zusätzlichen Term, der zur exponentiellen Abschwächung des Potentials mit zunehmendem Abstand führt. Für Längenskalen, die groß im Vergleich zur Debyelänge sind, ist das Potential damit stark abgeschirmt und das Plasma kann als neutral angesehen werden. Diese Quasineutralität gilt nicht auf Skalen in der Größenordnung der Debyelänge. Des Weiteren ist die beschriebene Abschirmung nur gültig, wenn sich genügend abschirmende Ladungsträger in der Umgebung der betrachteten Punktladung befinden. Um diese Bedingung zu quantifizieren, führt man den Plasmaparameter N_{De} ein, der die Anzahl der Elektronen in einer Kugel mit dem Radius der Debyelänge, der sogenannten Debyekugel, beschreibt

$$N_{\text{De}} = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_{\text{De}}^3. \quad (2.3)$$

Das Debyepotential entsprechend Gl. 2.1 ist damit gültig falls $N_{\text{De}} \gg 1$.

Plasmafrequenz

Eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung eines Plasmas, welche insbesondere die Propagation elektromagnetischer Wellen in einem Plasma bestimmt, ist die Plasmafrequenz der freien Elektronen

$$\omega_{\text{pe}} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.4)$$

mit der Elementarladung e , der Elektronendichte n_e , der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der Elektronenmasse m_e . Die Plasmafrequenz beschreibt die Frequenz der Elektronenoszillation in einem kalten Plasma ($T_e = 0$), die bei einer kleinen Auslenkung der Elektronen aus ihrer Ruhelage entsteht.

Im Falle endlicher Elektronentemperaturen führen solche kleinen Auslenkungen aus der Ruhelage zur Entstehung von longitudinalen Wellen in der Elektronendichte, den sogenannten Elektronenplasmawellen. Aufgrund der dabei erzeugten Ladungstrennung entsteht ein elektrostatisches Feld, das ebenfalls dieser longitudinalen Wellenbewegung folgt. Die Dispersionsrelation dieser Wellen ist gegeben durch

$$\omega^2 = \omega_{\text{pe}}^2 + \frac{3}{2} k^2 v_e^2. \quad (2.5)$$

Dabei ist ω die Frequenz und k die Wellenzahl der Elektronenplasmawellen, v_e beschreibt die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Plasma. Aus der Dispersionsrelation ist ersichtlich, dass die minimale Frequenz der Elektronenplasmawelle durch die Plasmafrequenz (Gl. 2.4) gegeben ist. Eine vergleichbare Einschränkung gilt für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und damit insbesondere für die Propagation eines Laserstrahls im Plasma.

Elektromagnetische Wellen im Plasma

In linearer Näherung kann ein Plasma analog zu einem Dielektrikum mit einer dielektrischen Funktion ϵ beschrieben werden. Aus den Maxwellgleichungen sowie den linearisierten hydrodynamischen Bewegungsgleichungen [24, 41] erhält man die Wellengleichung, welche die Ausbreitung einer transversalen elektromagnetischen Welle im Plasma bestimmt

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0. \quad (2.6)$$

Dabei ist \vec{E} der elektrische Feldvektor und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die dielektrische Funktion ist gegeben durch

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_E^2} \quad (2.7)$$

mit der Elektronenplasmafrequenz aus Gl. 2.4 und der Frequenz der elektromagnetischen Welle ω_E . Durch Einsetzen einer ebenen Welle mit der Frequenz ω_E und der Wellenzahl k in Gl. 2.6 ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\omega_E^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2. \quad (2.8)$$

Aus Gl. 2.8 ist ersichtlich, dass nur elektromagnetische Wellen mit $\omega_E > \omega_{pe}$ im Plasma propagieren können. Für einen Laser mit einer Frequenz ω_L und entsprechender Wellenlänge λ_L lässt sich damit aus Gl. 2.4 die sogenannte kritische Dichte n_{kr} definieren, bei welcher die Plasmafrequenz der Laserfrequenz entspricht

$$n_{kr} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \simeq 1,1 \cdot 10^{21} \left(\frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.9)$$

Für die Wellenlänge des PHELIX-Lasers von 1053 nm ergibt sich daraus eine kritische Dichte von $9,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Der Laserstrahl kann nur für Elektronendichten unterhalb dieses kritischen Wertes durch das Plasma propagieren. Plasmen mit $n_e < n_{kr}$ werden als unterkritisch, Plasmen mit $n_e > n_{kr}$ als überkritisch bezeichnet. Trifft ein Laser auf ein überkritisches Plasma, so tritt lediglich eine evaneszente Welle bis zur sogenannten Skintiefe in das Plasma ein. Die Skintiefe ist definiert als der Abstand zur Oberfläche, an dem die Amplitude der Welle auf das 1/e-Fache abgefallen ist und ist gegeben durch

$$L_{skin} = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega_L^2}}. \quad (2.10)$$

Die Welle kann damit umso tiefer in das Plasma eindringen, je geringer der Unterschied zwischen der Laserfrequenz und der Plasmafrequenz ist. Im Grenzfall $\omega_L = \omega_{pe}$ ist die Skintiefe unendlich und das Plasma wird transparent für den Laserstrahl.

2.2 Ionisation

Die Erzeugung des beschriebenen Plasmazustandes kann auf verschiedene Arten geschehen. Eine Möglichkeit besteht in der Bestrahlung eines Mediums mit intensiven Laserpulsen. Für die bestrahlte Materie ist dabei der Begriff Target (engl. für Ziel) geläufig. Abhängig von den Laserparametern Intensität, Wellenlänge und Pulsdauer sowie der Beschaffenheit des Targets können unterschiedliche Effekte auftreten, welche die Ionisation der Materie verursachen.

Bei der Photoionisation führt die Absorption eines Photons zum Herauslösen eines Elektrons aus der atomaren Bindung und somit zur Ionisation [42]. Voraussetzung dafür ist, dass die Photonenenergie die Ionisationsenergie des Mediums überschreitet. Mit modernen Hochleistungslasern, die Titan:Saphir (Ti:Sa) oder Neodym-dotiertes Glas (Nd:Glas) als Laser- und Verstärkermedium nutzen, werden allerdings Wellenlängen im sichtbaren und infraroten Bereich erzeugt. Typischen Ionisationsenergien von 5–20 eV [42] entsprechen dagegen Wellenlängen im UV-Bereich und darunter. Daher spielt der Photoeffekt für die genannten Lasersysteme im Allgemeinen keine Rolle.

Die relevanten Mechanismen, die dennoch zur Ionisation des Mediums führen können, sind in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Für ausreichend hohe Laserintensitäten kann die Ionisationsschwelle durch simultane Absorption mehrerer niederenergetischer Photonen, der sogenannten Multiphotonenionisation (MPI), überschritten werden [9]. Dabei können zudem mehr Photonen absorbiert werden, als zum Erreichen der Ionisationsschwelle nötig wären. Die überschüssige Energie geht bei diesem Effekt, der besser unter der englischen Bezeichnung *above threshold ionization* bekannt ist, in kinetische Energie der freigesetzten Elektronen über. Störungstheoretische Rechnungen ergeben für einen Übergang mit n Photonen eine Ionisationsrate Γ_n von

$$\Gamma_n = \sigma_n I_L^n \quad (2.11)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt des n -Photonen-Übergangs σ_n und der Laserintensität I_L [9]. Aufgrund der Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit steigender Photonenzahl n spielt die MPI nur für hohe Laserintensitäten eine Rolle. Die in der Literatur angegebenen Schwellen für die MPI liegen bei Intensitäten zwischen 10^{10} W/cm^2 und 10^{12} W/cm^2 [9, 24, 43]. In modernen Hochleistungslasern werden solche Intensitäten meistens schon durch die, dem Intensitätsmaximum vorausgehende, verstärkte Spontanemission (engl. *amplified spontaneous emission*, ASE) oder durch komprimierte Vorpulse erreicht. Weitere Details zur ASE und Vorpulsen sind in Kapitel 3 beschrieben. Die störungstheoretische Beschreibung der MPI setzt voraus, dass das atomare Potential nicht durch das angelegte Laserfeld beeinflusst wird. Diese Voraussetzung ist für Laserfelder, welche die Größenordnungen der atomaren Felder erreichen, nicht mehr gegeben. Als Beispiel soll hier das Wasserstoff-Atom betrachtet werden. Unter Verwendung des Bohrschen Atommodells lässt sich das Coulombfeld E_a , welches das Elektron an den Atomkern bindet, abschätzen zu

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} = 5,1 \cdot 10^9 \text{ V/cm} \quad (2.12)$$

mit der Elementarladung e , der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und dem Bohr'schen Atomradius a_B [9]. Die diesem elektrischen Feld entsprechende Laserintensität beträgt $3,5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

Bereits unterhalb dieser Intensitätsgrenze kommt es zur Modifikation des Coulombpotentials durch das Laserfeld. Dabei kann die Coulombbarriere so weit abgesenkt werden, dass das Elektron

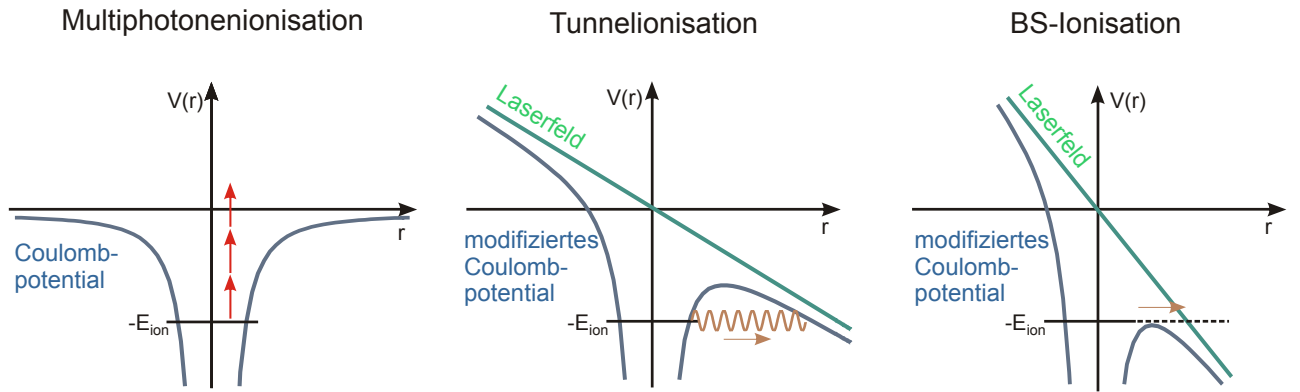


Abb. 2.1.: Schematische Darstellung der Ionisationsmechanismen Multiphotonenionisation, Tunnelionisation und barrier suppression (BS)-Ionisation nach [9]. Dabei beschreibt $V(r)$ das vom Ort r abhängige Potential und E_{ion} die Ionisationsenergie des ungestörten Atoms.

durch die verbleibende Barriere quantenmechanisch tunneln kann. Diesen Effekt bezeichnet man als Tunnelionisation. Wird die Barriere bis unter das Energieniveau des Elektrons verringert, so dass dieses das Atom spontan verlassen kann, spricht man von barrier suppression (BS)-Ionisation. Für das Wasserstoffatom liegt die entsprechende Laserintensität bei $I_{\text{BS}} = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ [9].

Die Grenzen zwischen MPI und Tunnelionisation sind fließend. Als Anhaltspunkt eignet sich der Keldish-Parameter [44]

$$\gamma_K = \omega_L \sqrt{\frac{2 E_{\text{ion}}}{I_L}} \quad (2.13)$$

mit der Laserfrequenz ω_L , der Ionisationsenergie E_{ion} und der Laserintensität I_L . Für $\gamma_K \gg 1$ ist die MPI dominant, während für $\gamma_K \ll 1$ die Tunnelionisation der vorherrschende Prozess ist. Die Grenze von $\gamma_K = 1$ wird für Wasserstoff bei einer Laserintensität von $I_L = 7 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ erreicht.

Während die bisher betrachteten Ionisationsprozesse für einzelne Atome gültig sind, ist für Vielteilchensysteme noch ein weiterer Prozess zu berücksichtigen. Befinden sich bereits einzelne freie Elektronen in der Wechselwirkungszone mit dem Laser, so können diese im Laserfeld beschleunigt werden und durch Stöße ihre Energie an gebundene Elektronen abgeben, die dabei ionisiert werden. Diesen Prozess bezeichnet man als Stoßionisation. Die dabei frei werdenden Elektronen können wiederum Energie aufnehmen und weitere Atome ionisieren, sodass eine lawinenartige Ionisation (engl. avalanche ionization) entsteht [43]. Dieser Effekt kann bereits bei vergleichsweise niedrigen Intensitäten, die noch keinen starken Einfluss der MPI erwarten lassen, zu einer merklichen Ionisation des Targets führen. In der Literatur wird von Intensitätsschwellen um 10^9 W/cm^2 berichtet [24, 43]. Dabei ist der Ursprung der ersten freien Elektronen nicht abschließend geklärt. Mögliche Ursachen sind Gitterdefekte und Verunreinigungen des Targetmaterials, welche zum Absenken der Ionisationsschwelle einzelner Atome führen können. Diese können beispielsweise durch thermische Anregung, Photoionisation oder MPI ionisiert werden.

In typischen Laser-Plasma-Experimenten, wie speziell der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur Laser-Ionenbeschleunigung, werden maximale Laserintensitäten im

Bereich von 10^{20} – 10^{21} W/cm² erreicht. Der zeitliche Kontrast der verwendeten Hochleistungslasersysteme, der das Verhältnis des Intensitätsmaximums zur Intensität zu einem gegebenen Zeitpunkt vor diesem Maximum beschreibt, liegt dabei typischerweise bei Werten um 10^7 . Die dem Maximum vorausgehenden Intensitäten von 10^{13} – 10^{14} W/cm² sind somit ausreichend, um ein Target nach den oben beschriebenen Mechanismen zu ionisieren. Es entsteht ein Vorplasma, das die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Target entscheidend beeinflusst. Bei Verwendung von verhältnismäßig dünnen Targets im sub- μ m-Bereich führt diese Ionisation zur Zerstörung des Targets vor dem Eintreffen des Hauptpulses. Entsprechende Experimente sind daher mit konventionellen Lasersystemen nicht möglich und erfordern zusätzliche kontrastverbessernde Maßnahmen (Details in Abschnitt 3). Darüber hinaus können ebenfalls Intensitäten, die nicht ausreichen, um das Target zu ionisieren, die Laser-Materie-Wechselwirkung durch Heizungs- und Verdampfungsprozesse beeinflussen, wie in [45] beschrieben ist.

2.3 Laser-Plasma-Wechselwirkung

Wie im vorausgehenden Abschnitt beschrieben wurde, entsteht bei typischen Experimenten mit intensiver Laserstrahlung bereits vor dem Auftreffen des Intensitätsmaximums des Laserpulses auf das Target ein Plasma. Dieser Effekt ist auf den endlichen zeitlichen Kontrast moderner Hochleistungslaser zurückzuführen. Im Folgenden wird die Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit einem solchen Plasma erläutert.

2.3.1 Relativistische Elektronenbewegung im Laserfeld

Trifft ein Laserpuls auf ein Plasma, so beginnen die freien Plasmaelektronen im Feld des Lasers zu schwingen. Für Elektronengeschwindigkeiten, die klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit sind, ist die Bewegung durch das elektrische Feld des Lasers bestimmt und das Magnetfeld kann bei der Lösung der Bewegungsgleichung vernachlässigt werden. Für eine ebene elektromagnetische Welle ergibt sich eine oszillierende Elektronengeschwindigkeit mit der Amplitude

$$v_{\text{el}} = \frac{e E_0}{m_e \omega_L} \quad (2.14)$$

mit der Elementarladung e , der Amplitude des elektrischen Feldes E_0 , der Elektronenmasse m_e und der Laserfrequenz ω_L [41]. Durch Division von v_{el} durch die Lichtgeschwindigkeit c erhält man die dimensionslose elektrische Feldamplitude

$$a_0 = \frac{e E_0}{m_e \omega_L c} = \sqrt{\frac{I_0 [\text{W/cm}^2] \lambda_L^2 [\mu\text{m}^2]}{1,37 \cdot 10^{18}}} \quad (2.15)$$

mit der Intensität I_0 und der Wellenlänge λ_L des Lasers. Die Größe a_0 kann zur Klassifizierung der Wechselwirkungsstärke zwischen Elektronen und Laserfeld herangezogen werden. Für $a_0 \ll 1$ ist die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit und Gleichung 2.14 ist gültig. Ist a_0 in der Größenordnung von 1, wird die Bewegung der Elektronen relativistisch. Insbesondere muss dann der Einfluss des Magnetfeldes auf die Bewegung berücksichtigt werden.

Für die Wellenlänge des PHELIX-Lasers von 1053 nm wird der Wert $a_0 = 1$ für eine Intensität von etwa 10^{18} W/cm^2 erreicht. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten lag die maximale Intensität zwischen 10^{20} W/cm^2 und 10^{21} W/cm^2 . Das entsprechende a_0 lag zwischen $a_0 = 9$ und $a_0 = 28$, weshalb hier relativistische Effekte zum Tragen kamen.

Speziell muss aufgrund der relativistischen Bewegung der Elektronen deren relativistische Massenzunahme mit dem Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - v_{\text{el}}^2/c^2}$ berücksichtigt werden. Für eine linear polarisierte Welle ist der Zusammenhang zwischen a_0 und dem über eine Schwingungsperiode des Laserfeldes gemittelten Lorentzfaktor $\bar{\gamma}$ gegeben durch [46]

$$\bar{\gamma} = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}. \quad (2.16)$$

Die relativistische Massenzunahme führt nach Gleichung 2.4 zum Absenken der Plasmafrequenz und damit zum Anstieg der kritischen Dichte. Aus Gl. 2.9 und Gl. 2.15 ergibt sich die intensitätsabhängige kritische Dichte

$$n_{\text{kr,rel}} = 1,1 \cdot 10^{21} \sqrt{1 + \frac{I_0 [\text{W/cm}^2] \lambda_L^2 [\mu\text{m}^2]}{2,74 \cdot 10^{18}}} \left(\frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.17)$$

Für PHELIX-Parameter ist ein Ansteigen der kritischen Dichte auf bis zu $2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ möglich. Plasmen, die durch die Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Festkörpertarget erzeugt werden, weisen typischerweise eine mit zunehmendem Abstand von der Targetoberfläche kontinuierlich abnehmende Elektronendichte auf [41]. In diesem Fall führt das Anwachsen der kritischen Dichte durch die relativistische Oszillation der Plasmaelektronen dazu, dass der Laserpuls tiefer in das Plasma eindringt und damit eine größere Anzahl von Elektronen direkt mit dem Laser wechselwirken können. Fällt dabei die Elektronendichte n_e im gesamten Target unter den Wert der relativistischen kritischen Dichte, so wird das Target transparent für den Laserpuls. Dieser Effekt wurde erstmals von Kaw [47] im Jahre 1970 beschrieben. Ist $n_{\text{kr}} < n_e < n_{\text{kr,rel}}$ spricht man von relativistischer Transparenz (oder selbstinduzierter Transparenz), für $n_e < n_{\text{kr}}$ von klassischer Transparenz. Ob diese selbstinduzierte Transparenz während der Wechselwirkung des Laserpulses mit einem Target auftritt, hängt neben der anfänglichen Dicke und Dichte des Targets sowie der Laserintensität auch vom Kontrast des Laserpulses ab. Ein niedriger Kontrast führt dabei aufgrund des sich ausdehnenden Vorplasmas zur Verringerung der effektiven Elektronendichte, die mit dem Hauptpuls wechselwirkt.

Die relativistische Transparenz spielt vor allem im Zusammenhang mit dem BOA-Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung (siehe Abschnitt 2.4.2) eine entscheidende Rolle, welcher ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde.

2.3.2 Die ponderomotorische Kraft

Die ponderomotorische Kraft [48] spielt eine wichtige Rolle für die Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit einem Plasma. Zahlreiche Effekte wie beispielsweise ein Aufsteilen des Plasmadichtegradienten durch die Wechselwirkung eines Vorplasmas mit dem Hauptpuls [49], die Selbstfokussierung und Filamentierung des Laserstrahls bei der Propagation durch das Plasma [50] (siehe Abschnitt 2.3.3) sowie die Erzeugung relativistischer Elektronen [51] sind auf die ponderomotorische Kraft zurückzuführen.

Die ponderomotorische Kraft wirkt auf Ladungsträger, die sich in einem räumlich inhomogenen elektromagnetischen Feld befinden. Betrachtet man die Bewegung eines Elektrons im Laserfeld, so kann diese in einen schnellen oszillatorischen Anteil, der für nichtrelativistische Intensitäten durch Gl. 2.14 beschrieben wird, sowie eine vergleichsweise langsame Bewegung des Oszillationszentrums aufgespalten werden. Die gemittelte Oszillationsenergie hängt dabei von der Amplitude des elektrischen Feldes ab. Bei einer Bewegung des Elektrons von einem Bereich hoher Laserintensität zu einem Bereich niedrigerer Intensität sinkt daher seine Oszillationsenergie. Die Energiedifferenz geht dabei in Bewegungsenergie des Oszillationszentrums über, dessen Dynamik damit äquivalent zur Bewegung eines Teilchens in einem äußeren Potential beschrieben werden kann. Dieses Potential ergibt sich für ein Teilchen mit der Ladung q und der Masse m aus der gemittelten Oszillationsenergie und wird auch als ponderomotorisches Potential bezeichnet [24]

$$\Phi_{\text{pond}} = m c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{q^2}{\alpha m^2 c^2 \omega_L^2} |E_0(\vec{r})|^2} - 1 \right). \quad (2.18)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ω_L die Laserfrequenz, $E_0(\vec{r})$ die ortsabhängige Amplitude des elektrischen Feldes des Lasers und α ein polarisationsabhängiger Faktor (mit $\alpha = 1$ für zirkuläre Polarisation und $\alpha = 2$ für lineare Polarisation).

Die entsprechende ponderomotorische Kraft f_{pond} erhält man aus dem Gradienten des Potentials $f_{\text{pond}} = -\nabla \Phi_{\text{pond}}$. Durch Einsetzen des zyklisch gemittelten Lorentzfaktors aus Gl. 2.16 ergibt sich für das ponderomotorische Potential eines Elektrons der vereinfachte Ausdruck $\Phi_{\text{pond,el}} = m_e c^2 (\bar{\gamma} - 1)$. Für moderate Laserfelder mit $a_0 \ll 1$ erhält man aus Gl. 2.18 durch Taylorentwicklung bis zur quadratischen Ordnung den in der Literatur oftmals genannten Ausdruck des ponderomotorischen Potentials sowie den Ausdruck der ponderomotorischen Kraft durch Gradientenbildung

$$\Phi_{\text{pond}} = \frac{q}{2 \alpha m \omega_L^2} |E_0(\vec{r})|^2, \quad f_{\text{pond}} = - \frac{q}{2 \alpha m \omega_L^2} \nabla |E_0(\vec{r})|^2. \quad (2.19)$$

Aus Gleichung 2.19 ist ersichtlich, dass die Kraft in Richtung des Gradienten der Laserintensität wirkt. Aufgrund der inversen Abhängigkeit von der Masse des betrachteten Teilchens wirkt sie in erster Linie auf die Elektronen des Plasmas. Der Einfluss auf die Plasmaionen kann dabei für Laserintensitäten, wie sie mit aktuellen Lasersystemen erreichbar sind, vernachlässigt werden.

Bei Fokussierung eines Laserstrahls auf ein Plasma werden Elektronen durch die ponderomotorische Kraft aus dem Fokus des Lasers beschleunigt, was neben anderen Mechanismen (siehe Abschnitt 2.3.4) zur Erzeugung sogenannter „heißer“ Elektronen führt. Diese haben insbesondere bei der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung eine zentrale Bedeutung (Abschnitt 2.4). Eine weitere Konsequenz der ponderomotorischen Kraft ist die Selbstfokussierung sowie Filamentierung des Laserstrahls, die im folgenden Abschnitt erläutert werden.

2.3.3 Ponderomotorische und relativistische Selbstfokussierung

Die ponderomotorische Kraft hat durch die Verschiebung von Plasmaelektronen direkten Einfluss auf die Propagation eines Laserstrahls im Plasma. Dies lässt sich unter Zuhilfenahme des hydrodynamischen Modells eines Plasmas veranschaulichen. Für ein ruhendes isothermes Plasma, das

lediglich unter dem Einfluss der ponderomotorischen Kraft und keiner weiterer äußeren Kräfte steht, erhält man aus der Impulserhaltung [24]

$$0 = \nabla p_e - \frac{1}{4} \frac{n_e e^2}{m_e \omega_L^2} \nabla |E_0(\vec{r})|^2 \quad (2.20)$$

mit der Elektronendruckdichte p_e , der Elektronendichte n_e , der Elektronenmassen m_e und der Elementarladung e . Die Laserparameter ω_L und E_0 sind dabei wie in Abschnitt 2.3.2 definiert. Unter Verwendung des idealen Gasgesetzes ergibt sich daraus eine Differentialgleichung für die Elektronendichte

$$\frac{\nabla n_e}{n_e} = - \frac{e^2}{4m_e \omega^2 k_B T_e} \nabla |E_0(\vec{r})|^2 = - \kappa \nabla |E_0(\vec{r})|^2, \quad (2.21)$$

wobei alle Konstanten zu einer globalen Konstanten κ zusammengefasst wurden. Gleichung 2.21 kann für zylindersymmetrische Geometrie gelöst werden und ergibt für die radiale Abhängigkeit der Elektronendichte

$$n_e(r) = n_{e0} \exp(-\kappa |E_0(r)|^2). \quad (2.22)$$

Aus der dielektrischen Funktion (Gl. 2.7) und der Definition der Plasmafrequenz (Gl. 2.4) erhält man damit den Brechungsindex des Plasmas

$$\eta^2 = \epsilon = 1 - \frac{n_{e0}}{n_{kr}} \exp(-\kappa |E_0(r)|^2). \quad (2.23)$$

Für einen gaußschen Laserstrahl mit radial abnehmender Intensität [43] sinkt damit der Brechungsindex in radialer Richtung. Dies führt wie bei einer Sammellinse zu einer konkaven Krümmung der Wellenfront und damit zur Fokussierung des Strahls im Plasma, welche als ponderomotorische Selbstfokussierung bezeichnet wird. Dieser Effekt, der zur Erhöhung der Laserintensität im Vorplasma führen kann, hängt entscheidend von der Ausdehnung des Vorplasmas und damit vom zeitlichen Kontrast des Laserpulses ab. Für zahlreiche Experimente, wie zum Teil auch für die Ionenbeschleunigung nach dem TNSA-Mechanismus (siehe Abschnitt 2.4.1), ist daher ein gewisses Vorplasma aufgrund der damit erzielten Intensitätserhöhung wünschenswert. Voraussetzung dafür ist eine hinreichende Strahlqualität. Eventuell vorkommende Intensitätsmodulationen im Strahlprofil können zur ponderomotorischen Fokussierung von Teilstrahlen und damit zur Filamentierung des gesamten Laserstrahles führen.

Für relativistische Intensitäten ($a_0 > 1$) spielt neben der ponderomotorischen Selbstfokussierung außerdem die relativistische Selbstfokussierung eine Rolle [9]. Diese basiert auf der intensitätsabhängigen Änderung des Brechungsindex aufgrund der relativistischen Massenzunahme der Elektronen.

2.3.4 Absorptionsmechanismen

Verschiedene Mechanismen können zur Absorption von Laserenergie in einem Plasma führen. Trotz zahlreicher Veröffentlichungen auf diesem Gebiet [52–57] sind die Details der unterschiedlichen Absorptionsmechanismen sowie deren Zusammenspiel noch nicht in allen Einzelheiten verstanden und daher noch immer Gegenstand aktueller Forschung.

Die mit heute erreichbaren Laserintensitäten erzielten elektromagnetischen Felder sind nicht ausreichend, um direkt an die Ionen im Plasma zu koppeln. Der Energietransfer findet daher über die Plasmaelektronen statt, welche ihrerseits Energie auf die Ionen übertragen können. Dies geschieht durch Stoßprozesse oder Plasmainstabilitäten wie z.B. die relativistische Buneman-Instabilität [58]. Welcher Mechanismus bei der Übertragung von Laserenergie auf die Elektronen dominiert, ist durch die Plasmaparameter Elektronendichte, Dichtegradient und Temperatur sowie durch die Intensität und das zeitliche Profil des Laserpulses bestimmt.

Für verhältnismäßig niedrige Intensitäten $I < 10^{15} \text{ W/cm}^2$, wie sie beispielsweise in der ASE oder der Anstiegsflanke des Laserpulses vorkommen, ist im unterkritischen Plasma die Stoßabsorption wirksam, die auch als inverse Bremsstrahlung bezeichnet wird [24]. Bei diesem der Bremsstrahlung entgegengesetzten Prozess absorbiert ein Elektron ein Photon während eines Stoßes mit einem Ion oder mit anderen Elektronen. Der Absorptionskoeffizient ist dabei durch die Stoßfrequenz ν_{ei} zwischen Elektronen und Ionen bestimmt [41]

$$\nu_{ei} \sim \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \quad (2.24)$$

mit der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e . Aufgrund des Anstiegs der Stoßfrequenz mit wachsender Elektronendichte und sinkender Temperatur ist die inverse Bremsstrahlung im Bereich der kritischen Dichte maximal. Mit steigender Laserintensität wird eine höhere Elektronentemperatur erreicht, weshalb der Prozess für Intensitäten $I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ineffizient wird.

Für höhere Laserintensitäten steigt der Einfluss der sogenannten Resonanzabsorption [52]. Trifft ein p-polarisierter Laserstrahl auf einen Plasmadichtegradienten, so wird an der kritischen Dichte durch die Komponente des elektrischen Feldvektors, welche senkrecht zur Plasmaoberfläche steht, eine Elektronenplasmawelle erzeugt und resonant verstärkt. Diese Welle kann durch Dämpfung Energie auf das Plasma übertragen. Abhängig vom Auftreffwinkel des Lasers auf das Plasma ist dabei für Intensitäten von $I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ eine Absorptionseffizienz von bis zu 50% möglich [41]. Im Gegensatz zur inversen Bremsstrahlung, bei der die absorbierte Energie gleichermaßen auf alle Elektronen verteilt wird, erhält bei der Resonanzabsorption nur ein Bruchteil der Elektronen den Großteil der absorbierten Energie.

In typischen Experimenten mit Hochleistungslasern werden maximale Intensitäten im Bereich von über 10^{20} W/cm^2 erreicht. In diesem Intensitätsbereich kommen andere Mechanismen, wie der Brunelmechanismus [53] und das sogenannte $j \times B$ -heating [54] zum Tragen. Die Resonanzabsorption spielt dabei hauptsächlich für die Wechselwirkung mit eventuell vorkommenden intensiven Vorpulsen oder der Anstiegsflanke des Laserhauptpulses (Siehe Abschnitt 3) eine Rolle.

Der Brunelmechanismus wurde erstmals von Brunel im Jahre 1987 [53] unter dem Begriff „not-so-resonant resonant absorption“ eingeführt. Eine Voraussetzung für das Eintreten dieses Mechanismus ist ein steiler Plasmadichtegradient, dessen Skalenlänge in der Größenordnung der Amplitude der Elektronenoszillationen liegt. Zudem ist wie auch bei der Resonanzabsorption eine Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Plasmaoberfläche erforderlich. Dies ist für einen von 0° abweichenden Einfallswinkel und einen p-polarisierten Laserstrahl der Fall. An der kritischen Dichte werden Elektronen während der ersten Hälfte einer Schwingung des Laserfeldes in das unterkritische Plasma beschleunigt. Nach Erreichen der maximalen Auslenkung werden die Elektronen anschließend zurück in Richtung der kritischen Dichte beschleunigt und erreichen an der kritischen Dichte ihre maximale Geschwindigkeit. Da der Laser nur bis zur

Skintiefe in den überkritischen Bereich gelangen kann, vollziehen die Elektronen keinen vollen Schwingungszyklus, sondern können stattdessen nun nahezu ungebrems in das überkritische Plasma eindringen.

Das $j \times B$ -heating kommt im Gegensatz zum Brunelmechanismus auch für einen s-polarisierten Laserstrahl sowie bei senkrechten Einfall zum Tragen [54]. Dieser Mechanismus ist auf den $v \times B$ -Term der Lorentzkraft zurückzuführen. Er tritt damit für relativistische Intensitäten auf und ist nahezu unabhängig von der Polarisationsrichtung eines linear polarisierten Lasers.

Die dargelegte Betrachtung zeigt, dass die verschiedenen Absorptionsmechanismen stark von der Ausdehnung des Plasmas und der Laserintensität abhängen. Das zeitliche Profil typischer Laserpulse (vgl. Kap. 3) besteht aus verschiedenen Komponenten, die unterschiedliche Zeitskalen (von Femtosekunden bis Nanosekunden) sowie verschiedene Intensitätsbereiche (zwischen 10^{10} W/cm^2 und 10^{21} W/cm^2) umfassen. Damit werden im Experiment parallel verschiedene Mechanismen für die Laser-Plasma-Wechselwirkung relevant.

2.4 Ionenbeschleunigung

Seit der Entdeckung des target normal sheath acceleration (TNSA)-Mechanismus im Jahre 2000 [13, 27, 28] wurde intensiv auf dem Gebiet der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung geforscht. Insbesondere zeigen zahlreiche experimentelle und theoretische Studien, dass der zeitliche Kontrast des Laserpulses Einfluss auf die spektralen und räumlichen Eigenschaften des Strahls beschleunigter Ionen nimmt.

Noch bedeutender wird der Kontrastparameter für neue Beschleunigungsmechanismen wie laser breakout afterburner (BOA) [35, 36] sowie radiation pressure acceleration (RPA) [59, 60]. Beide Mechanismen basieren auf der Verwendung dünner Targets im sub- μm -Bereich und erfordern damit ein hohes Kontrastniveau.

Die für diese Arbeit wichtigen Beschleunigungsmechanismen TNSA und BOA werden in den folgenden Abschnitten zusammengefasst. Dabei wird insbesondere die Bedeutung des zeitlichen Kontrastes für den jeweiligen Mechanismus dargelegt. Eine detaillierte Beschreibung der beiden Mechanismen ist in [61] (TNSA) bzw. [62] (BOA) zu finden.

2.4.1 Der TNSA-Mechanismus

Die nachfolgende Diskussion des TNSA-Mechanismus zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung stützt sich auf eine Vielzahl von vorherigen Studien zu diesem Thema [13, 27, 28, 61, 63–69]. In Abbildung 2.2 ist dieser Mechanismus schematisch skizziert. Ein Laserpuls wird auf eine dünne Targetfolie mit einer Dicke im Bereich von 1–100 μm fokussiert. Dabei werden maximale Intensitäten von über 10^{18} W/cm^2 im Fokus erreicht. Aufgrund des endlichen zeitlichen Kontrastes von Hochleistungslasern kommt es zur Ausbildung eines expandierenden Vorplasmas (Abb. 2.2 a). Durch den Ablationsdruck wird eine Schockwelle erzeugt, die durch das Target in Richtung der dem Laser abgewandten Targetrückseite läuft. Der intensive Hauptpuls trifft auf das Vorplasma und propagiert dort bis zur kritischen Dichte. Die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Vorplasma bewirkt dabei die Beschleunigung von Elektronen (Abb. 2.2 b) entsprechend der in Abschnitt 2.3.4 beschriebenen Mechanismen, während die Ionen aufgrund ihrer Massenträgheit nicht der schnellen Dynamik des Laserfeldes folgen können. Die beschleunigten Elektronen propagieren nun zur Targetrückseite, wobei die anfängliche Divergenz des Elektronenstrahls

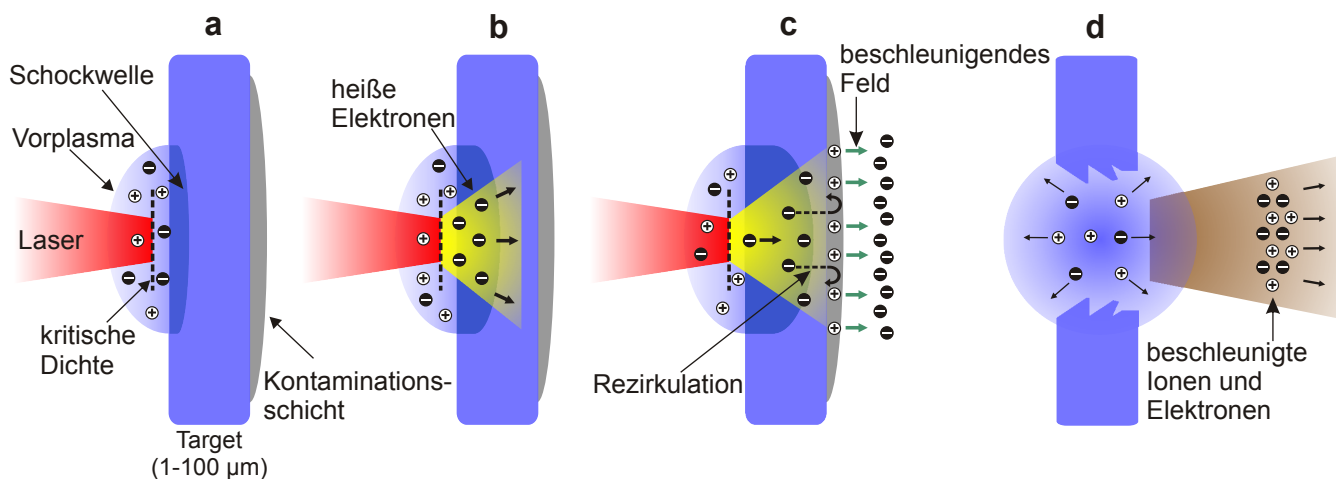


Abb. 2.2.: Schematische Darstellung des TNSA-Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung.

durch mehrfache Kleinwinkelstreuung im Target erhöht wird. Auf der Targetrückseite bildet sich eine Elektronenwolke (Abb. 2.2 c) mit einer typischen Ausdehnung im μm -Bereich [70]. In Folge der Ladungstrennung entsteht ein elektrisches Feld, das mit einer Feldstärke im Bereich von TV/m die Größenordnung des Laserfeldes erreicht. Idealerweise hat die Schockwelle zu diesem Zeitpunkt noch nicht die Targetrückseite erreicht, sodass diese völlig ungestört ist.

Die Feldstärke ist ausreichend, um Atome auf der Targetrückseite zu ionisieren (vgl. Abschnitt 2.2) und auf Energien von bis zu mehreren 10 MeV zu beschleunigen. Aufgrund der elektrostatischen Randbedingungen stehen die Feldlinien dabei senkrecht auf der Targetoberfläche und die Beschleunigung erfolgt in Richtung der Targetnormalen. Aus diesem Grund und wegen der genannten Elektronenwolke wurde die Bezeichnung target normal sheath acceleration (TNSA) gewählt.

Die beschleunigten Ionen entstammen dabei weitgehend einer Kontaminationsschicht der Targetrückseite mit einer Dicke im nm -Bereich, welche hauptsächlich aus Kohlenwasserstoffen und Wasser besteht [64]. Aufgrund der Abschirmung des beschleunigenden elektrischen Feldes durch diese Schicht und wegen des günstigeren Ladungs-zu-Masse Verhältnisses werden beim TNSA-Mechanismus weitgehend Protonen und leichte Ionen (wie Kohlenstoff und Sauerstoff) beschleunigt. Nach Abklingen des Laserpulses breitet sich ein gerichteter Strahl aus beschleunigten Ionen und mitbewegten Elektronen ins Vakuum aus (Abb. 2.2 d).

Experimentell beobachtet man ein exponentiell abfallendes Energiespektrum der beschleunigten Ionen mit einem scharfen Energiemaximum [65]. In einem vereinfachten Erklärungsansatz geht man davon aus, dass nur die oberste Ionenschicht die maximale Feldstärke erfährt und auf die maximale Geschwindigkeit beschleunigt wird. Für tiefer liegende Schichten wird das Feld durch die vorderen Ionenschichten abgeschirmt, sodass diese in einem schwächeren Feld beschleunigt werden. Detaillierte Analysen sind im Kontext verschiedener theoretischer Modelle gegeben [66–69], deren Diskussion außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt.

Der zeitliche Kontrast des Laserpulses ist neben Energie, Pulslänge und Fokusgröße ein wichtiger Parameter für den TNSA-Mechanismus. Er definiert zum einen die Ausdehnung und Temperatur des Vorplasmas. Auf diese Weise beeinflusst er entscheidend die Absorption der Laserenergie und bestimmt zudem inwieweit es zur Intensitätserhöhung durch Selbstfokussierung kommt. Zum

anderen hängen der Startzeitpunkt sowie die Geschwindigkeit der Schockwelle vom zeitlichen Kontrast ab. Ein verfrühter Schockausbruch kann die Stärke und Richtung des beschleunigenden elektrischen Feldes auf der Targetrückseite entscheidend beeinflussen [71].

Inwieweit sich die Anzahl und die maximale Energie der beschleunigten Ionen durch eine gesteigerte Absorption in einem optimierten Vorplasma verbessern lässt, wurde in diversen experimentellen und theoretischen Studien untersucht. Von Andreev [72] wurde eine Erhöhung der Maximalenergien um 50 % für ein Vorplasma mit $L_0/\lambda = 4$ vorhergesagt. Dabei bezeichnet L_0 den Abstand zur Targetoberfläche, an dem die Elektronendichte auf das 1/e-fache des anfänglichen Wertes abgefallen ist und λ beschreibt die Laserwellenlänge. Experimente von Flacco [73] zeigen dagegen eine Steigerung um maximal 17 %, welche zudem nicht in allen Laserschüssen reproduziert werden konnte. Eine deutlichere Erhöhung der Maximalenergien sowie der Konversionseffizienzen wurde in Experimenten von McKenna erreicht [74, 75]. Die optimalen Plasmamaparameter stimmen dabei allerdings nicht mit den von Andreev vorhergesagten Werten überein.

Diese teilweise widersprüchlichen Aussagen zeigen, dass obwohl eine Erhöhung der Effizienz des TNSA-Mechanismus durch eine gezielte Formung des Vorplasmas möglich ist, die Effekte noch nicht im Detail verstanden sind. Dies ist vor allem auf das komplexe Zusammenspiel der unterschiedlichen Absorptionsmechanismen zurückzuführen, dessen Untersuchung experimentell nur schwer zugänglich ist. Zudem werden durch ein verändertes Vorplasma stets auch die Effekte der Selbstfokussierung und Filamentierung beeinflusst, was wiederum das Absorptionsverhalten ändert. Eine theoretische Untersuchung der Effekte basierend auf Simulationen erweist sich, aufgrund der unterschiedlichen räumlichen und zeitlichen Skalen der verschiedenen Prozesse, sowie des sich über mehrere Größenordnungen erstreckenden Intensitätsbereiches, als schwierig.

Der Einfluss der Schockwelle auf den TNSA-Mechanismus wurde von Batani untersucht [71]. Dabei wird hinsichtlich der Intensitäten von ASE und Vorpulsen sowie der Dicke des Targets zwischen drei Bereichen unterschieden:

- Für niedrige Intensitäten und ausreichend dicke Targets erreicht die Schockwelle die Targetrückseite nicht vor Eintreffen des Hauptpulses. Der oben beschriebenen TNSA-Mechanismus tritt ohne Beeinflussung durch die Schockwelle ein.
- Im Falle sehr intensiver Vorpulse bzw. eines hohen ASE-Niveaus und verhältnismäßig dünner Targets kommt es zum Schockausbruch. Auf der Targetrückseite wird ein Plasma erzeugt, dessen Skalenlänge groß im Vergleich zur Ausdehnung des TNSA-Feldes ist. Das Feld wird durch das Plasma abgeschirmt und eine Ionenbeschleunigung nach dem TNSA-Mechanismus ist nicht möglich.
- Für mittlere Intensitäten kommt es zum Schockausbruch. Die Energie der Schockwelle ist allerdings nicht ausreichend, um ein ausgedehntes Plasma auf der Targetrückseite zu erzeugen. Die dabei entstehende Deformation der Targetrückseite beeinflusst die räumlichen Eigenschaften, insbesondere die Richtung des beschleunigten Ionenstrahles.

Die Untersuchungen von Batani zeigen, dass für ein typisches ASE-Niveau ($I = 10^{13} \text{ W/cm}^2$) und Aluminium als Targetmaterial Targetdicken im Bereich von mindestens 10–20 μm erforderlich sind, um eine ungewollte Beeinflussung des TNSA-Mechanismus durch die Schockwelle zu vermeiden. Gleichzeitig zeigen einige Veröffentlichungen eine Steigerung der maximalen Ionenenergie mit sinkender Targetdicke, welche auf eine erhöhte Elektronendichte auf der

Targetrückseite aufgrund der verkürzten Propagationsstrecke sowie Rezirkulationseffekte zurückzuführen ist [34, 76–78]. Dieser Anstieg der Maximalenergie bricht für dünne Targets ($< 10 \mu\text{m}$) aufgrund des Schockausbruchs ab. Eine optimale Nutzung des TNSA-Mechanismus erfordert damit eine hinreichende Kontrolle über den zeitlichen Kontrast der verwendeten Lasersysteme. Noch entscheidender wird dieser Parameter bei der Verwendung des BOA-Mechanismus.

2.4.2 Der BOA-Mechanismus

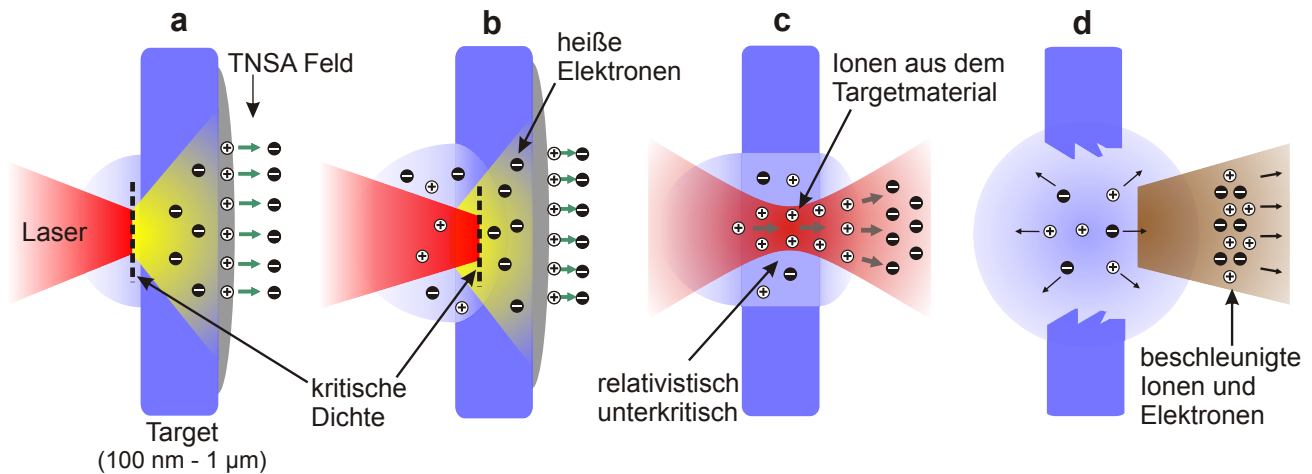


Abb. 2.3.: Schema des BOA-Mechanismus zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung.

Der Ablauf des BOA-Mechanismus, wie er anhand von Computersimulationen identifiziert wurde [35, 36], ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Der Laserpuls wird auf ein dünnes Target (Dicke typischerweise im sub- μm -Bereich) fokussiert, wobei im Fokus relativistische Intensitäten erzielt werden. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist die Dicke des Targets dabei ein entscheidender Parameter, dessen Optimum maßgeblich von der verwendeten Laserintensität und dem Laserkontrast abhängt.

Der BOA-Mechanismus kann in drei Phasen eingeteilt werden [35]: Die erste Phase (Abbildung 2.3 a) ist äquivalent zur TNSA: Es wird ein Vorplasma erzeugt, an dessen kritischer Dichte der Laserpuls gestoppt wird. Elektronen werden geheizt und propagieren zur Targetrückseite, wo sich aufgrund der Ladungstrennung ein elektrisches Feld aufbaut. Atome auf der Targetrückseite werden in diesem Feld ionisiert und beschleunigt.

Die Abnahme der Elektronendichte im Bereich der kritischen Dichte auf der Vorderseite des Targets, welche auf die Plasmaexpansion und die Beschleunigung der Elektronen aus dem Laserfokus zurückzuführen ist, bewirkt nun eine Erhöhung der Skintiefe entsprechend Gleichung 2.10. Dabei verschiebt sich außerdem die kritische Dichte in Richtung der Targetrückseite (Abbildung 2.3 b). In dieser zweiten Phase des Mechanismus kann ein größerer Teil der Targetelektronen durch den Laser geheizt werden. Verstärkt wird dieser Effekt durch die relativistische Massenzunahme der Elektronen (vgl. Abschnitt 2.3.1), die eine Erhöhung der kritischen Dichte zur Folge hat und damit ein weiteres Eindringen des Lasers in das Target bewirkt. Bei der Verwendung ausreichend

dünnen Targets kann der Laserpuls auf diese Weise mit allen Targetelektronen wechselwirken, die sich im Bereich des Laserfokus befinden und diese auf relativistische Energien beschleunigen.

Die dritte Phase, welche die maßgebliche Beschleunigungsphase darstellt, beginnt, wenn die Elektronendichte im gesamten Target den Wert der relativistischen kritischen Dichte (vgl. Gleichung 2.17) unterschreitet und das Target damit relativistisch transparent für den Laserpuls wird (Abbildung 2.3 c). In dieser Phase können Elektronen, die bereits Energie auf die beschleunigten Ionen übertragen haben, weiterhin im Feld des Lasers nachbeschleunigt werden. Computersimulationen zeigen [35, 36], dass ein elektrisches Feld entsteht, das sich mit den Ionen bewegt und diese beschleunigt.

Eine mögliche Erklärung für den Energieübertrag zwischen Elektronen und Ionen liefert die relativistische Buneman-Instabilität [58]. Diese wurde erstmals von Yin [35] zur Deutung der in Simulationen beobachteten Ionenbeschleunigung herangezogen und schließlich von Albright [79] in einer analytischen Beschreibung mit den Simulationsergebnissen in Verbindung gebracht. Eine experimentelle Identifikation der Buneman-Instabilität als entscheidender Mechanismus für den Energieübertrag zwischen Elektronen und Ionen konnte noch nicht erbracht werden. Diese gestaltet sich als schwierig, da eine räumlich und zeitlich aufgelöste Messung der Elektronendichte nötig wäre, die mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich ist.

In Simulationen konnte beobachtet werden, dass die Ionen während dieser dritten Phase über 90 % ihrer finalen Energie erhalten. Die Beschleunigung bricht ab, sobald das Target klassisch transparent wird. Eine optimale Ionenbeschleunigung nach dem BOA-Mechanismus erfordert damit eine genaue Abstimmung zwischen Laserintensität und Targetdicke. Wie in [80] vorgeschlagen, wird ein bestmöglicher Energietransfer von Laserenergie auf die beschleunigten Ionen erreicht, wenn die Zeitspanne zwischen dem Eintreten der relativistischen Transparenz bis zur klassischen Transparenz mit einem möglichst großen Teil des Laserpulsmaximums überlappt. Ein zu dünnes Target würde dabei vor Eintreffen des Pulsmaximums klassisch transparent werden, während bei einem zu dicken Target die relativistische Transparenz erst nach dem Intensitätsmaximum oder überhaupt nicht auftreten würde.

Aufgrund der niedrigen Targetdicken im Vergleich zum TNSA-Mechanismus sind die Anforderungen an den zeitlichen Kontrast des Lasersystems deutlich höher, da die Wechselwirkung des Hauptpulses mit einem zunächst überkritischen Plasma gewährleistet sein muss. Zudem ist eine Erhöhung der optimalen Targetdicke für reale Kontrastniveaus im Vergleich zu idealen Simulationen, aufgrund der durch die Plasmaexpansion hervorgerufene Verringerung der Massenbelegung des Targets, zu erwarten. Dieser Einfluss wurde bisher weder theoretisch noch experimentell systematisch untersucht.

Durch die Nachbeschleunigung in der Phase der relativistischen Transparenz sind für den BOA-Mechanismus höhere Maximalenergien zu erwarten als für den TNSA-Mechanismus. Dies wurde in Simulationen gezeigt [35] und konnte in ersten Experimenten bestätigt werden [81, 82]. Darüber hinaus werden nach dem BOA-Mechanismus Teilchen aus dem Targetvolumen anstatt lediglich aus der Kontaminationsschicht an der Targetoberfläche beschleunigt. Daher besteht die Möglichkeit schwere Ionen des Targetmaterials effizienter zu beschleunigen. In [83] wird von einer um einen Faktor 5 erhöhten Anzahl an C^{6+} -Ionen mit Energien über 33 MeV berichtet.

Während die Beschleunigung in Richtung der Targetnormalen für den TNSA-Mechanismus in zahlreichen Experimenten sowie theoretischen Modellen bestätigt wurde [13, 27, 28, 63, 66], ist die Frage nach der Richtung der nach dem BOA-Mechanismus beschleunigten Ionen noch weitgehend ungeklärt. Da die Hauptbeschleunigung während der relativistischen Transparenz des Targets stattfindet, ist keine Beeinflussung der Strahlrichtung durch die Targetorientierung zu

erwarten. Vielmehr wird vermutet, dass die Richtung der Ionen durch die Laserrichtung bestimmt ist. Dies scheint plausibel, da in der BOA-Phase die Elektronen durch die ponderomotorische Kraft des Laserfeldes beschleunigt werden und einen Teil ihrer Energie unmittelbar auf die Ionen übertragen. Diese These ist in Experimenten und numerischen Simulationen zu überprüfen.

3 Zeitlicher Kontrast moderner Hochleistungslaser

Wie die Betrachtungen im vorausgehenden Kapitel gezeigt haben, hat der zeitliche Kontrast von Hochleistungslasern einen entscheidenden Einfluss auf die Laser-Materie-Wechselwirkung. Im folgenden Kapitel werden zunächst die Ursachen des zeitlichen Kontrastes bei der Erzeugung intensiver Laserpulse mittels der CPA-Technik erläutert (Kap. 3.1) und die Methoden zur Kontrastmessung beschrieben (Kap. 3.2). Im Folgenden werden dann die gängigen Techniken zur Kontrastverbesserung, welche aktuell an verschiedenen Lasersystemen zum Einsatz kommen, zusammengefasst (Kap. 3.3). In diesem Kontext wird eine neuartige Methode vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit zur Kontrolle des ASE-Kontrastes am PHELIX-Laser genutzt wurde.

3.1 Entstehung des zeitlichen Kontrastes in CPA-Lasern

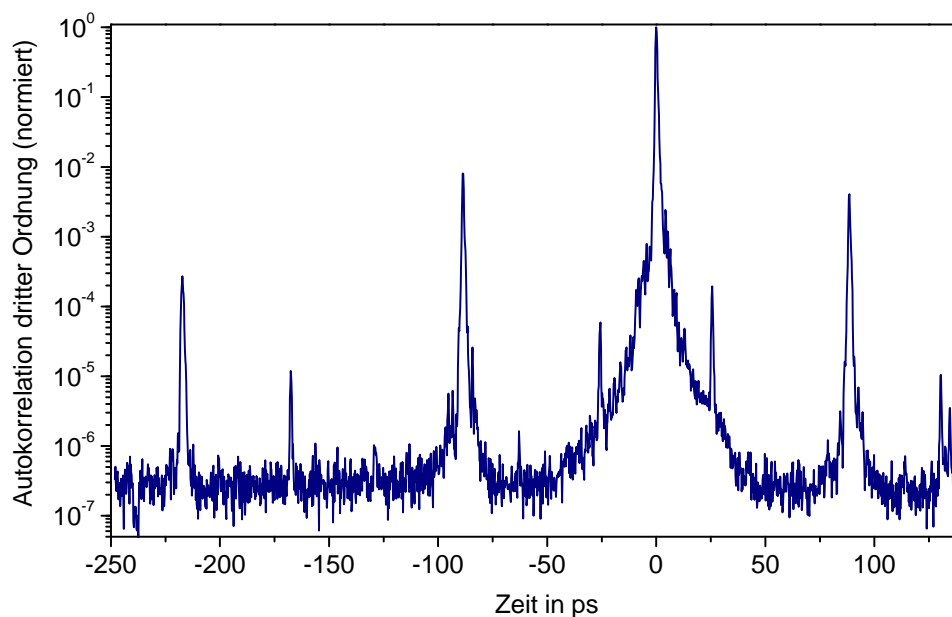


Abb. 3.1.: Zeitliches Profil des PHELIX-Pulses aus dem Jahre 2010 gemessen mit einem kommerziellen Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies). Das Intensitätsmaximum ist auf 1 normiert.

Der zeitliche Kontrast eines Laserpulses ist definiert als das Verhältnis des Intensitätsmaximums zur Intensität zu einem gegebenen Zeitpunkt vor diesem Maximum. Im Allgemeinen ist diese Größe nicht zeitlich konstant, sodass zur Beurteilung des Kontrastes das komplette zeitliche Profil des Laserpulses betrachtet werden muss.

Zur Illustration ist in Abbildung 3.1 das Pulsprofil des PHELIX-Lasers aus dem Jahre 2010 vor der Durchführung kontrastverbessernder Maßnahmen gezeigt. Die Messung erfolgte mit einem kommerziellen Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies). Details zu dieser Messmethode sind in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Das Profil weist typische Merkmale auf, die auf die Erzeugung und mehrstufige Verstärkung von Laserpulsen im sub-ps-Bereich mittels der CPA-Methode zurückzuführen sind. Diese umfassen ein konstantes Rauschniveau, das sich über mehrere hundert Pikosekunden bis zu wenigen Nanosekunden erstreckt, mit einer Intensität, die zwischen 6 und 7 Größenordnungen unterhalb der Maximalintensität liegt. Hinzu kommen komprimierte Vor- und Nachpulse sowie eine langsam wachsende Anstiegsflanke, die bei etwa -50 ps aus dem Rauschniveau hervortritt. Diese Merkmale treten an vergleichbaren Hochleistungslasersystemen in ähnlicher Weise auf. Das Zustandekommen dieser charakteristischen Komponenten wird im Folgenden erörtert. Dazu wird zunächst der Aufbau typischer CPA-Lasersysteme und die Funktionsweise der verschiedenen Subsysteme beschrieben.

3.1.1 Aufbau eines CPA-Lasers

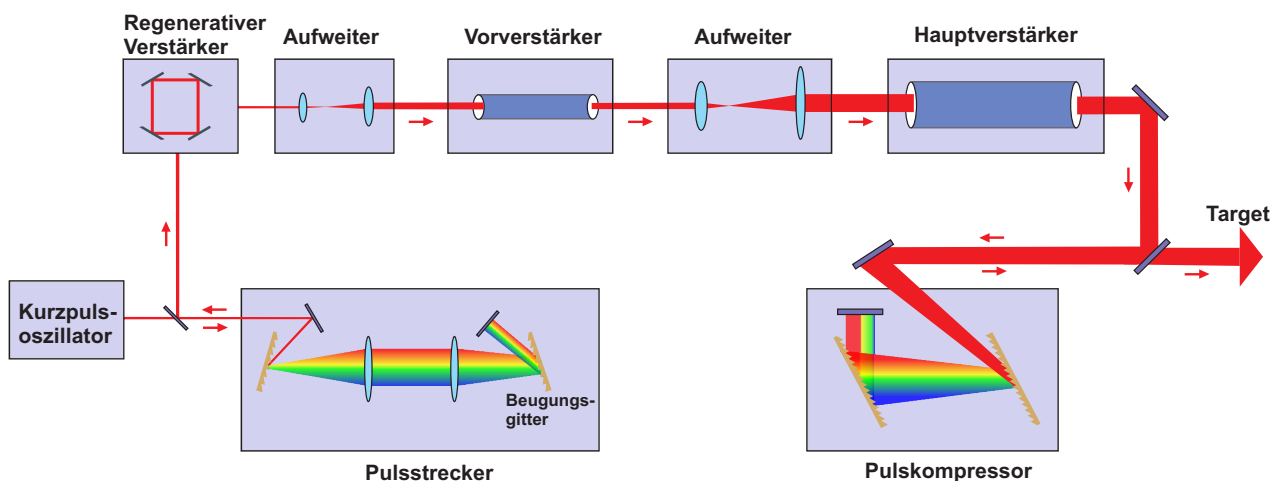


Abb. 3.2.: Schema eines CPA-Lasers.

Ein beispielhaftes Schema eines CPA-basierten Lasers ist in Abbildung 3.2 skizziert. Der im Kurzpulsoszillator erzeugte Puls durchläuft zunächst einen Pulsstrecker, gefolgt von mehreren Verstärker- und Aufweiterstufen und schließlich einen Pulskompressor. Im Experiment wird der so erzeugte Puls, der im Kontext dieser Arbeit auch als Signalpuls bezeichnet wird, auf ein Target geleitet.

Der Oszillator erzeugt Pulse mit Energien von wenigen Nanojoule und Repetitionsraten im 100 MHz-Bereich. Gängige Oszillatoren verwenden dabei einen Titan-dotierten Saphir-Kristall (Ti:Sa) als Lasermedium. Dieses wird vor allem wegen seiner hohen Verstärkungsbandbreite zwischen 670 nm und 1070 nm [84] genutzt und ermöglicht somit die Erzeugung kurzer Pulse in einem relativ großen Wellenlängenbereich. In der Regel werden diese Pulse durch passive Modenkopplung im Resonator (Kerrlinsen Modenkopplung [85]) und einer auf Prismen basierten Dispersionskontrolle erzeugt [86]. Auf diese Weise lassen sich nahezu Fourier-limitierte Pulse mit Bandbreiten im Bereich von 10 nm bis 300 nm und einer zeitlichen Dauer von einigen Femto- bis Pikosekunden erzielen.

Um die Spitzenintensitäten während der folgenden Verstärkung auf Werte unterhalb der Zerstörschwelle optischer Komponenten zu beschränken und intensitätsabhängige nichtlineare Effekte [87, 88] zu minimieren, werden die Pulse zunächst zeitlich gestreckt und der Strahldurchmesser wird beim Durchgang durch die Verstärkerkette stufenweise erhöht. Die gängigen Methoden zur zeitlichen Streckung basieren auf Beugungsgittern. Beim Auftreffen auf ein Beugungsgitter werden die spektralen Komponenten des Pulses aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Beugungswinkels [89] zunächst räumlich getrennt. Anschließend werden diese durch unterschiedliche geometrische Laufstrecken im Strecker zeitlich separiert. Dabei legt der kurzwellige Anteil des Pulsspektrums (blau) einen längeren optischen Weg zurück als der langwellige Teil (rot). Schließlich werden die spektralen Anteile mittels eines Beugungsgitters wieder räumlich überlagert, wobei die zeitliche Trennung erhalten bleibt. Die Pulsdauer beträgt nach der Streckung einige hundert Pikosekunden bis zu wenigen Nanosekunden.

Die folgende Verstärkung erfolgt in mehreren Stufen. Zur ersten Verstärkung werden in den meisten Lasersystemen regenerative Verstärker genutzt. Diese bestehen aus einem aktiven Medium, einem optischen Resonator (Kavität) und einem optischen Schalter (z.B. einer Pockels-Zelle), der zur Ein- und Auskopplung von Pulsen in den Resonator dient [90]. Der Betrieb des regenerativen Verstärkers lässt sich in drei Phasen einteilen: Pumpphase, Verstärkung und Auskopplung. Während der Pumpphase wird das aktive Medium bis zur Besetzungsinversion gepumpt. Der optische Schalter verhindert die Einkopplung ankommender Pulse aus dem Oszillator in die Kavität. Diese werden somit weder verstärkt, noch führen sie zur Verringerung der Besetzungsinversion. Ist die maximale Besetzungsinversion erreicht, so wird mit Hilfe des optischen Schalters ein Puls in den Resonator eingekoppelt. Während der folgenden Verstärkungsphase vollzieht dieser Puls mehrere Umläufe im Resonator, wobei er sukzessive verstärkt wird. Die Kavität ist während dieser Phase geschlossen, sodass keine weiteren Pulse aus dem Oszillator eingekoppelt werden können. Ist die maximale Verstärkung erreicht, so wird der Puls in der letzten Phase ausgekoppelt. Anschließend wird eine weitere Pumpphase gestartet. Gängige regenerative Verstärker nutzen Ti:Sa als aktives Medium, wobei Verstärkungen von bis zu 7 Größenordnungen und somit Pulsenergien im zweistelligen mJ-Bereich bei Repetitionsraten im Hz-Bereich erreicht werden.

Bei der weiteren Verstärkung lassen sich die Lasersysteme grob in zwei Klassen einteilen: Reine Ti:Sa-Systeme verwenden lediglich Verstärker mit Titan:Saphir als aktives Medium, während Hybridsysteme eine Kombination aus Ti:Sa- und Glasverstärkern nutzen. Der Vorteil der reinen Systeme liegt in der hohen Verstärkungsbandbreite von Ti:Sa, welche Pulsdauern von wenigen Femtosekunden nach der Verstärkung und Komprimierung ermöglicht. Ein entscheidender Nachteil ist allerdings der niedrige maximale Durchmesser von Saphir-Kristallen und die damit verbundene kleine Strahlapertur, wodurch die erreichbare Energie aufgrund der Zerstörschwelle optischer Komponenten auf wenige Joule beschränkt bleibt. Die Repetitionsrate solcher Systeme liegt im 10-Hz-Bereich.

Um höhere Pulsenergien zu erreichen, wird in modernen Hochenergielasern Neodym-dotiertes Glas (Nd:Glas) als Verstärkermedium eingesetzt, das in optischer Qualität mit Durchmessern bis in den Meterbereich erhältlich ist [90]. Somit lassen sich maximale Energien von mehreren hundert Joule bis zu wenigen Kilojoule bei Pulsdauern von 500 fs erreichen. Die minimale Pulsdauer ist dabei durch die vergleichsweise geringe Verstärkungsbandbreite von Nd:Glas nach unten begrenzt. Die niedrige Konversionseffizienz von Pumpenergie, die in das Verstärkermedium eingekoppelt wird, in Energie des verstärkten Pulses sowie die geringe Wärmeleitfähigkeit von Glas führen zur Erwärmung der Verstärker. Da dies im Betrieb mit hohen Repetitionsraten (z.B. 10 Hz) zur Degradierung der Wellenfront führen würde, beschränkt man die Repetitionsrate im

täglichen Betrieb. Im Falle des PHELIX-Lasers liegt diese beispielsweise bei einem Schuss pro 90 Minuten.

Nach der Verstärkung wird der zeitlich gestreckte Puls in einem Gitterkompressor komprimiert. Der Kompressor ist dabei das Gegenstück zum Strecker, der die zeitliche Separation der spektralen Komponenten durch geometrische Laufstreckenunterschiede kompensiert. Abhängig vom verwendeten Verstärkermaterial werden minimale Pulsdauern um 0,5 ps (Nd:Glas) oder ≤ 100 fs (reine Ti:Sa-Verstärker) erreicht. Zum Erzielen höchster Intensitäten werden diese Pulse im Experiment auf das Target fokussiert. Dabei werden in modernen Lasersystemen Intensitäten zwischen 10^{20} W/cm² und 10^{21} W/cm² erreicht [6–8].

3.1.2 Vorpulse

Die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Funktionsweise von regenerativen Verstärkern kann zu mehreren Vorpulsen im Nano- und Pikosekunden-Bereich führen. Als optische Schalter werden in der Regel Pockels-Zellen in Kombination mit Polarisatoren verwendet. Der maximal erreichbare Kontrast eines solchen Systems liegt laut Spezifikationen zwischen zwei und drei Größenordnungen. Bei jedem Umlauf des Pulses im Resonator wird daher ein kleiner Anteil der Energie ausgekoppelt, und somit ein Vorpuls mit einem Kontrast von bis zu 10^2 erzeugt. Der zeitliche Abstand dieses Vorpulses zum Hauptpuls ist durch die Umlaufzeit in der Kavität gegeben, welche typischerweise im Bereich von 10 ns liegt.

Solche Vorpulse lassen sich durch die simultane Verwendung mehrerer Pockels-Zellen unterdrücken. Geht man von einer Unterdrückung von 2–3 Größenordnungen pro Pockels-Zelle aus, so sind bei maximalen Intensitäten um 10^{20} W/cm² vier bis fünf Pockels-Zellen in der Verstärkerkette ausreichend, um die Vorpulsintensitäten auf Werte unterhalb der Zerstörschwelle sämtlicher Medien zu reduzieren (vgl. Abschnitt 2.2).

Des Weiteren können während der Verstärkungsphase aufgrund des endlichen Kontrastes des optischen Schalters weitere Pulse aus dem Oszillator in die Kavität eingekoppelt und verstärkt werden. Stimmt die Umlaufzeit im Resonator nicht mit der zeitlichen Separation der Oszillatorpulse überein, so kann dies bei unterschiedlichen Umläufen der verschiedenen Pulse im regenerativen Verstärker zu Vor- und Nachpulsen im Nano- bis Pikosekunden-Bereich führen.

Eine weitere Quelle für Vorpulse stellen Nachpulse dar, die durch doppelte Reflexionen an planparallelen Optiken im System erzeugt werden. Wie von Didenko [22] und Schimpf [91] gezeigt wurde, können Nachpulse in einem CPA-Laser in Kombination mit starken nichtlinearen Effekten zur Erzeugung von Vorpulsen führen. Dies lässt sich wie folgt erklären (vgl. Abbildung 3.3): Ist der zeitliche Abstand Δt_{np} zwischen komprimiertem Haupt- und Nachpuls kürzer als die Dauer Δt_{str} des gestreckten Pulses, so überlagern beide Pulse im gestreckten Zustand. Dies führt zu spektraler Interferenz und somit zu Modulationen im Spektrum sowie in der Intensität $I(t)$. Zudem können während der Verstärkung des Laserpulses hohe Intensitäten auftreten, die zu nichtlinearen Effekten in optischen Medien führen. Der Brechungsindex lässt sich dann näherungsweise beschreiben durch

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (3.1)$$

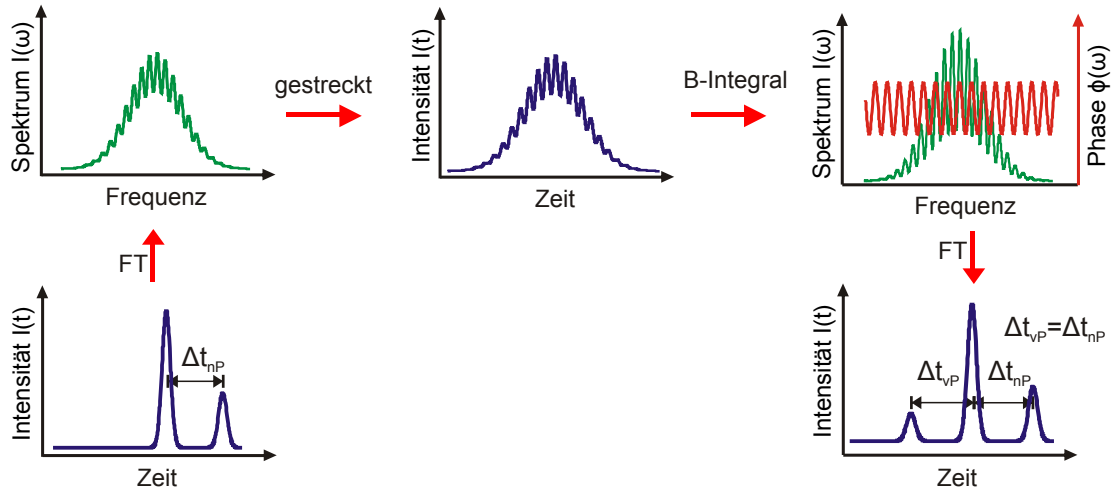


Abb. 3.3.: Schematische Darstellung der Erzeugung von Vorpulsen durch Nachpulse in einem CPA-Laser.

mit einem linearen Anteil n_0 und einem nichtlinearen, intensitätsabhängigen Anteil $n_2 I(t)$ [43]. Beim Durchlauf eines Laserpulses mit der Wellenlänge λ durch ein Medium der Länge L ändert sich die Phase Φ gemäß [92]

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n(z) dz = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 L + \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz}_{\text{B-Integral}} . \quad (3.2)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung 3.2 wird auch als B-Integral bezeichnet. Das B-Integral beschreibt die kumulierte nichtlineare Phasenverschiebung beim Durchgang durch das Medium und wird oft als Maß für die Stärke von nichtlinearen Effekten im System verwendet. Die Intensitätsabhängigkeit der Phasenverschiebung führt dazu, dass die durch den Nachpuls erzeugten Modulationen in der Intensität $I(t)$ ebenfalls in der spektralen Phase auftreten. Die Modulationstiefe hängt dabei von der Stärke des B-Integrals ab. Bei der Rekompprimierung des gestreckten Pulses, die idealerweise einer Fouriertransformation entspricht, führen solche Modulationen in der spektralen Phase zu einer Sequenz von Vor- und Nachpulsen im zeitlichen Intensitätsprofil mit einem zeitlichen Abstand von Δt_{np} . Die Intensität der Vorpulse hängt von der Tiefe der Phasenmodulationen und damit von der Stärke des B-Integrals ab. Eine analytische Rechnung unter der Annahme eines gaußförmigen Pulses in Raum und Zeit ergibt für die Energie E_{-1} des ersten Vorpulses in Abhängigkeit von der ursprünglichen Nachpulsenergie E_{+1} und dem B-Integral B [22]

$$E_{-1} = \frac{1}{3\sqrt{3}} B^2 E_{+1} . \quad (3.3)$$

Weitere Vorpulse höherer Ordnung sind dabei meist vernachlässigbar. Das B-Integral wächst mit der Propagationsstrecke in Materie an und somit auch die Vorpulsenergie entsprechend Gleichung 3.3. Zudem werden in den frühen Stufen der Verstärkerkette aufgrund des kleinen Strahldurchmessers die höchsten Intensitäten und folglich der größte Beitrag zum B-Integral

erreicht. Demzufolge tragen hauptsächlich Nachpulse, die zu Beginn der Verstärkerkette erzeugt werden, merklich zur Kontrastverschlechterung durch Vorpulse bei. Typische Komponenten, die zur Erzeugung von Vorpulsen durch Nachpulse führen, sind Pockels-Zellen mit planparallelen Oberflächen, Polarisationswürfel und planparallele dünne optische Komponenten, wie beispielsweise $\lambda/2$ -Platten im Frontend des Lasersystems. Der zeitliche Abstand zwischen Vor- und Hauptpuls ist durch den optischen Weg innerhalb dieser Komponenten bestimmt und liegt typischerweise im Bereich von 10 ps bis zu wenigen 100 ps.

Aufgrund der zeitlichen Überlagerung dieser Vorpulse mit dem Hauptpuls im gestreckten Zustand ist eine Unterdrückung durch Pockels-Zellen in der Verstärkerkette nicht möglich. Eine Eliminierung kann daher lediglich nach der Kompression des Pulses erfolgen. Entsprechende Methoden sind in Abschnitt 3.3 beschrieben. Alternativ kann die Entstehung solcher Vorpulse durch Vermeiden planparalleler optischer Komponenten im Frontend der Lasersystems verhindert werden.

3.1.3 Verstärkte Spontanemission

Neben komprimierten Vorpulsen zeigt das beispielhafte Profil aus Abbildung 3.1 ein konstantes Rauschniveau mit einem Kontrast zwischen 10^6 und 10^7 . In einem CPA-System ist ein solches charakteristisches Rauschniveau auf verstärkte Spontanemission zurückzuführen, die bei der Laserverstärkung zwangsläufig erzeugt wird. Im Folgenden soll das Zustandekommen dieses ASE-Niveaus bei der Pulsverstärkung im CPA-Laser erläutert werden (Rechnung nach [20]).

Die im aktiven Medium eines Verstärkers pro Volumenelement dV spontan emittierte Leistung dP_{SE} in einem Frequenzintervall $d\nu$ ist gegeben durch

$$dP_{SE} = h\nu n dV A g(\nu) d\nu . \quad (3.4)$$

Dabei beschreibt $h\nu$ die Energie eines Photons mit der Frequenz ν , n die Inversionsdichte des aktiven Mediums, A den Einsteinkoeffizient der spontanen Emission und $g(\nu)$ die Linienfunktion des Laserübergangs. Diese spontane Emission erfolgt in alle Raumrichtungen. Für den Kontrast ist dabei allerdings nur der Anteil relevant, welcher in die räumliche Mode des Verstärkers abgestrahlt wird. Für die gaußsche Mode entspricht dies dem Anteil, der innerhalb der Strahltaile erzeugt wird mit $dV = \pi\omega_0^2 dz$ und in den Raumwinkel des gaußschen Strahls $\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2\omega_0^2\eta^2}$ emittiert wird [43]. Dabei ist dz ein Wegelement in Propagationsrichtung des Strahls, ω_0 der Tailenradius des gaußschen Strahls, η der Brechungsindex des Verstärkermediums und λ die Wellenlänge. Ferner weist nur die Hälfte der erzeugten Strahlung die korrekte Polarisierung auf, um in der Verstärkerkette zu bleiben. Aus Gleichung 3.4 ergibt sich damit

$$dP_{SE, \text{Mode}} = h\nu n \frac{A g(\nu) \lambda^2}{8\pi\eta^2} d\nu dz = h\nu n \sigma(\nu) d\nu dz . \quad (3.5)$$

Hierbei wurde außerdem von der Definition des Wirkungsquerschnittes $\sigma(\nu) = \frac{A g(\nu) \lambda^2}{8\pi\eta^2}$ [90] Gebrauch gemacht. Im Verstärkermedium der Länge l erfahren die an der Position z erzeugten Photonen die Verstärkung $G_0(\nu, l - z)$, mit der Kleinsignalverstärkung $G_0(\nu, z) = \exp(\sigma(\nu) n z)$. Die Leistung der verstärkten Spontanemission im Frequenzintervall $d\nu$ ergibt sich durch Integration über die Länge des Verstärkermediums

$$P_{ASE, d\nu} = \int_0^l h\nu n \sigma(\nu) G_0(\nu, l - z) d\nu dz . \quad (3.6)$$

Durch Ausführung der Integration erhält man unter der Annahme, dass $G_0(\nu, l) \gg 1$

$$P_{\text{ASE}, d\nu} \approx h\nu G_0(\nu, l) d\nu . \quad (3.7)$$

Um die gesamte Leistung der ASE zu erhalten, muss über alle vorkommenden Frequenzen ν integriert werden. In der Regel ist die Verstärkungsbandbreite, die durch den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$ beschrieben wird, viel größer als die Breite des zu verstärkenden Spektrums $\Delta\nu$. Daher kann $G_0(\nu, l)$ für die Integration näherungsweise als konstant angenommen werden. Damit ergibt sich

$$P_{\text{ASE}} \approx h\nu G_0(\nu, l) \Delta\nu . \quad (3.8)$$

Gleichung 3.8 zeigt, dass die Leistung der ASE proportional zum Verstärkungsfaktor anwächst. Gleichzeitig steigt im Falle einer ungesättigten Verstärkung allerdings auch die Leistung des Signalpulses P_{Sig} linear mit G_0 . Für den maximal erreichbaren Kontrast K_{max} ergibt sich damit

$$K_{\text{max}} = \frac{P_{\text{Sig}}}{P_{\text{ASE}}} = \frac{E_{\text{Sig}} G_0(\nu, l)}{h\nu G_0(\nu, l) \Delta\nu \Delta t} = \frac{E_{\text{Sig}}}{0,44 h\nu} \quad (3.9)$$

mit der Energie E_{Sig} und der Pulsdauer Δt des Signalpulses. Hier wurde von einem Fourier-limitierten Gaußpuls ausgegangen mit $\Delta t \Delta\nu \approx 0,44$ [93].

Aus Gleichung 3.9 ist ersichtlich, dass der maximal erreichbare Kontrast von der Energie des Eingangssignals abhängt. Der Oszillator eines CPA-Systems liefert typischerweise Energien im nJ-Bereich. Mit einer Energie von 1 nJ und einer Wellenlänge von 1053 nm ergibt sich aus Gleichung 3.9 für den Kontrast ein theoretisches Limit von $1,2 \cdot 10^{10}$. Im realen Aufbau führen allerdings mehrere Faktoren dazu, dass die für die Verstärkung zur Verfügung stehende Signalenergie E_{Sig} herabgesetzt wird: Hohe Verluste entstehen aufgrund der Modenanpassung bei der Einkopplung des Oszillatorpulses in den jeweiligen Verstärker. Hinzu kommen Verluste im Strecker sowie Reflexionsverluste an den Oberflächen des Verstärkermediums. Des Weiteren werden regenerative Verstärker in der Regel in Sättigung betrieben, um eine hohe Stabilität der Ausgangsenergie zu gewährleisten. Dies führt dazu, dass Photonen zeitlich vor dem Signalpuls eine höhere Verstärkung erfahren als der Signalpuls selbst.

All diese Einflussfaktoren bewirken, dass der tatsächlich erreichbare Kontrast in regenerativen Verstärkern typischerweise zwischen 10^6 und 10^7 liegt [20]. Für Multipass-Verstärker sind aufgrund der einfacheren Modenanpassung Werte im Bereich von 10^8 erreichbar.

Die obige Betrachtung zeigt allerdings, dass dieser Wert durch Verwendung eines Signalpulses mit hohem Kontrast und einer erhöhten Pulsenergie optimiert werden kann. Gängige Techniken zur Erzeugung eines solchen Signalpulses werden in Abschnitt 3.3 beschrieben.

3.1.4 Kohärenter Kontrast

Neben diskreten komprimierten Vorpulsen und der kontinuierlichen ASE ist eine im Vergleich zu einem idealen gaußförmigen Puls langsam wachsende Anstiegsflanke ein weiteres charakteristisches Merkmal intensiver Laserpulse, die nach dem CPA-Prinzip erzeugt werden. Die zeitliche Ausdehnung dieser Anstiegsflanke ist dabei an die Halbwertsbreite des Intensitätsmaximums gekoppelt. Für Nd:Glas-Systeme mit einer Pulsdauer im Bereich von 500 fs beobachtet man typischerweise ein Anwachsen der Intensität aus dem ASE-Niveau im Bereich zwischen einigen

10 ps und 100 ps vor dem Maximum. Bei Ti:Sa-Systemen mit Pulsdauern < 100 fs tritt dieser Effekt dagegen in der Regel erst für Zeiten < 10 ps vor dem Maximum auf. Im Gegensatz zur ASE handelt es sich bei dieser Anstiegsflanke um halbkohärente verstärkte Laserstrahlung, die nicht auf die kürzeste mögliche Pulsdauer komprimierbar ist, weshalb an dieser Stelle auch vom sogenannten kohärenten Kontrast die Rede ist.

Die Ursache dieses Effektes ist noch nicht grundlegend geklärt und wird momentan an verschiedenen Lasersystemen untersucht. Eine mögliche Erklärung findet sich in [37] und verknüpft den kohärenten Kontrast mit chaotischem Rauschen der spektralen Phase. Wie in Abschnitt 3.1.2 erläutert wurde, führen Modulationen in der spektralen Phase bei der Fouriertransformation des Spektrums zu Vor- und Nachpulsen in der zeitlichen Amplitude, deren zeitlicher Abstand zum Intensitätsmaximum durch die Modulationsfrequenz und deren Amplitude durch die Modulationstiefe bestimmt ist. In [37] und [94] konnte gezeigt werden, dass durch eine chaotische Überlagerung mehrerer hochfrequenter Modulationen eine kontinuierliche Anstiegsflanke erzeugt wird, wie sie in realen Lasersystemen zu beobachten ist. In CPA-Lasern entstehen solche hochfrequenten Phasenmodulationen im Strecker und Kompressor. Treffen die räumlich aufgespaltenen spektralen Komponenten des Pulses auf eine optische Komponente, so überträgt sich die Oberflächenrauigkeit dieser Optiken auf die spektrale Phase. In [37] ist die Oberflächenrauigkeit (Amplitude: $\lambda/10$, quadratisch gemittelt: $\lambda/60$) der im Pulskompressor verwendeten holographischen Gitter konsistent mit der gemessenen Anstiegsflanke, wie durch Simulationen bestätigt wurde.

Bei kürzlich durchgeführten Untersuchungen am Petawatt-Ti:Sa-System Astra Gemini an der Central Laser Facility am Rutherford Appleton Laboratory in England konnte die Streuung an Beugungsgittern als Hauptquelle des kohärenten Kontrastes identifiziert werden [23]. Der spezielle Aufbau des Systems ermöglichte es, verschiedene Komponenten des Pulsstreckers für Testmessungen zu umgehen. Dabei konnte festgestellt werden, dass der maßgebliche Beitrag zum kohärenten Kontrast vom ersten Gitter im Strecker stammt. Dies stellt einen entscheidenden Unterschied zu bisherigen Erklärungen dar. Im Gegensatz zu [37, 94], wo die beschriebene Ursache in der Oberflächenrauigkeit von Optiken begründet ist, auf welche die aufgespaltenen spektralen Komponenten des Pulses treffen, sind die Wellenlängenkomponenten auf dem hier genannten Gitter noch nicht räumlich getrennt. Die Streuung aufgrund einer nicht perfekten Gitteroberfläche führt allerdings dazu, dass die gestreuten Komponenten unterschiedliche Wegstrecken im Strecker zurücklegen und daher nicht auf die kürzeste Pulsdauer komprimierbar sind. Durch Austausch des Gitters gegen ein Gitter mit einer höheren Oberflächenqualität konnte in [23] eine Reduktion der Intensität in der Anstiegsflanke um etwa eine Größenordnung erzielt werden.

Als eine weitere mögliche Ursache des kohärenten Kontrastes wird in der Literatur das Beschneiden des Spektrums aufgrund der endlichen Größe der Optiken im Strecker und Kompressor genannt. Dieser Effekt, der unter der Bezeichnung spectral clipping [95] bekannt ist, führt bei der Fouriertransformation des Spektrums zu einer Kontrastverschlechterung im ps-Bereich. Systematische Untersuchungen in [37] zeigen, dass für eine Gesamtbreite des spektralen Bandes, die das vierfache der Halbwertsbreite des Spektrums überschreitet, der Einfluss des spectral clippings in [37] im Vergleich zum spektralen Phasenrauschen zu vernachlässigen ist. Für spezielle Streckergeometrien kann dieser Effekt allerdings eine Rolle spielen.

Zusammenfassend sind verschiedene Ursachen bekannt, welche zum kohärenten Kontrast beitragen können. Im Speziellen hängen die Beiträge vom Aufbau des jeweiligen Lasersystems ab. Die Eliminierung dieser Effekte und damit verbunden ein Aufsteilen der Anstiegsflanke

des Laserpulses, das für zahlreiche Experimente im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkung wünschenswert ist, ist Gegenstand aktueller Bemühungen an modernen Lasersystemen.

3.2 Kontrastmessung

Das beschriebene charakteristische Pulsprofil mit den spezifischen Komponenten ASE, Vorpulsen und dem kohärenten Kontrast definiert die Anforderungen an eine Methode zur Messung des zeitlichen Kontrastes. Um die zeitliche Struktur der Vorpulse sowie des Hauptpulses zu vermessen, ist eine hohe Zeitauflösung erforderlich. Für Laserpulse mit einer Pulsdauer im 0,5 ps-Bereich ist dabei eine Auflösung von mindestens 100 fs wünschenswert. Für kürzere Pulsdauern ist dieser Wert entsprechend niedriger. Zudem sollte der gesamte Messbereich im Idealfall mehrere Nanosekunden umfassen, um die zeitliche Ausdehnung der ASE und eventuell vorkommende Vorpulse im ns-Bereich identifizieren zu können. Darüber hinaus ist ein hoher dynamischer Messbereich notwendig. Für konventionelle CPA-Laser kann das ASE-Niveau nur bei einer Dynamik von mindestens 7 bis 8 Größenordnungen getrennt vom Rauschniveau detektiert werden. Bei Anwendung kontrastverbessernder Maßnahmen ist der erforderliche dynamische Bereich entsprechend höher.

Das simultane Erfüllen dieser Anforderungen erweist sich als schwierig. Während mit Photodioden eine Messung im ns-Bereich problemlos möglich ist, wird die Zeitauflösung dieser Messung in der Regel durch die Bandbreite des zur Auslesung verwendeten Oszilloskops begrenzt und liegt bestenfalls bei wenigen 10 ps. Der intrinsische dynamische Bereich eines solchen Systems kann durch diverse Filtermethoden auf bis zu 9 Größenordnungen ausgedehnt werden, wie beispielsweise in [96] beschrieben wird.

Eine Messung mit hoher zeitlichen Auflösung ist durch die Methode der Autokorrelation möglich [93]. Autokorrelatoren zweiter Ordnung liefern allerdings eine symmetrische Autokorrelationsfunktion und erlauben damit nur stark eingeschränkte Aussagen über das zeitliche Profil des Pulses. Insbesondere ist keine Unterscheidung zwischen Vor- und Nachpulsen möglich. Daher wird für die Kontrastmessung standardmäßig die Autokorrelation dritter Ordnung verwendet. Der dynamische Bereich ist dabei primär durch Störstrahlung begrenzt, die durch Streuung und Frequenzverdreifung des fundamentalen Strahls im für die Autokorrelation genutzten nichtlinearen Kristall entsteht. Bei der Einzelpulsautokorrelation sind damit Messungen mit einer Dynamik von lediglich 6–7 Größenordnungen möglich, deren Erhöhung Gegenstand aktueller Forschung ist [97, 98].

Für den Multipulsautokorrelator existieren bereits zuverlässige Techniken zur Erweiterung des dynamischen Bereiches. Eine solche Technik ist in dem kommerziellen System Sequoia (Amplitude Technologies) realisiert und ermöglicht einen Messbereich von bis zu 11 Größenordnungen [99]. Dieses Messgerät wird aktuell an verschiedenen Lasersystemen standardmäßig zur Kontrastbestimmung verwendet und wurde für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kontrastmessungen genutzt.

Die Funktionsweise des Sequoia ist in Abbildung 3.4 skizziert und wird im Folgenden erläutert. Der zu vermessende Puls wird zunächst durch ein variables Filterrad abgeschwächt. Anschließend wird der Puls mittels eines Strahlteilers in zwei Anteile gespalten. Ein Anteil durchläuft eine motorisierte Verzögerungsstrecke und wird anschließend in einem Beta-Bariumborat (BBO)-Kristall frequenzverdoppelt. Der zweite Anteil bleibt unmodifiziert. Nun werden beide Pulse in einem zweiten BBO-Kristall überlagert, wo die dritte Harmonische der Eingangswellenlänge erzeugt wird. Ein Beugungsgitter und ein Spalt dienen dazu, das Signal mit der dritten harmonischen

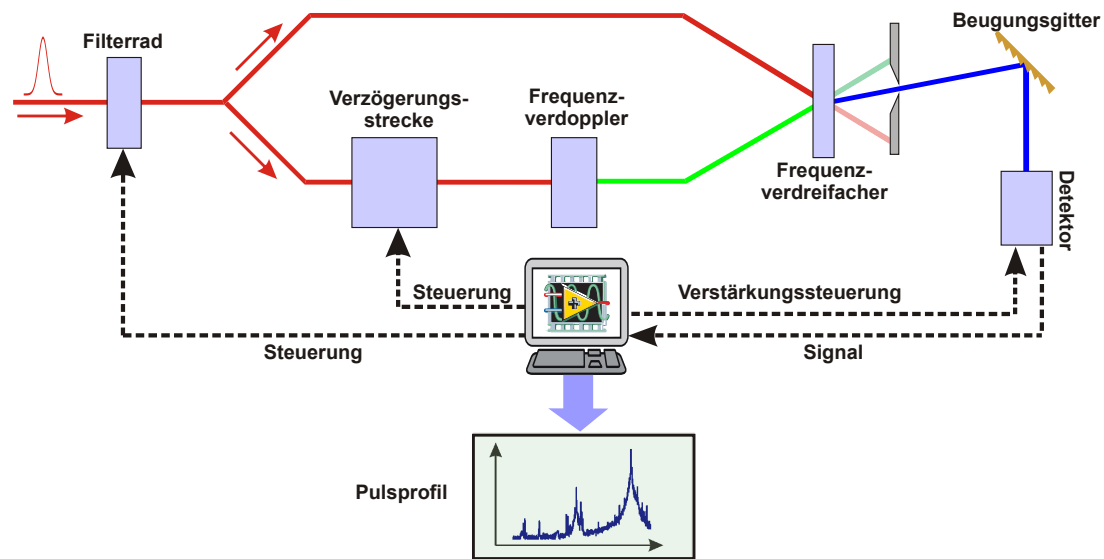


Abb. 3.4.: Prinzip der Kontrastmessung mit einem kommerziellen Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies) nach [99].

Frequenz von Störstrahlung bei anderen Frequenzen zu bereinigen. Zur Detektion wird ein Photoelektronenvervielfacher genutzt, dessen Verstärkerspannung automatisch an die Signalstärke angepasst wird. Auf diese Weise wird ein höherer dynamischer Messbereich als bei einer Messung mit konstanter Verstärkerspannung erreicht. Durch kontinuierliches Verfahren der motorisierten Verzögerungsstrecke und simultanes Aufnehmen des erzeugten Signals kann nun das zeitliche Profil des Pulses rekonstruiert werden. Eine zusätzliche Erhöhung des dynamischen Bereiches wird durch die Regelung der Eingangsintensität mit Hilfe des genannten Filterrades erzielt. Intensivere Signale werden dabei verstärkt abgeschwächt, während Signale in der Nähe der Detektionsschwelle des Photoelektronenvervielfachers keine Abschwächung erfahren. Abhängig von der Eingangsintensität und der Justage des Messgerätes ist damit ein dynamischer Bereich zwischen 10 und 11 Größenordnungen möglich.

Ein Nachteil dieses Systems ist der begrenzte Messbereich von etwa 600 ps. Zur Identifikation von Vorpulsen im ns-Bereich sowie zur Bestimmung der Ausdehnung der ASE sind damit zusätzliche Messungen beispielsweise mit einer schnellen Photodiode erforderlich. Weiterhin ist zu beachten, dass bei der Autokorrelation dritter Ordnung Vorpulse dargestellt werden, die im eigentlichen Signal nur in Form von Nachpulsen auftreten [93]. Die Intensität dieser Vorpulse ist in der Messung im Vergleich zu den realen Nachpulsen quadratisch unterdrückt.

3.3 Methoden zur Kontrastverbesserung

Wie die Betrachtungen in den vorherigen Abschnitten gezeigt haben, führt die Erzeugung intensiver Laserpulse mittels der CPA-Methode zu einer Degradierung des zeitlichen Kontrastes dieser Pulse. Mit der Entwicklung zu höheren maximalen Intensitäten sowie neuen Experimentideen wachsen die Anforderungen an den zeitlichen Kontrast des Laserpulses. Beispielsweise bei der Verwendung dünner Targets im sub- μm -Bereich und Laserintensitäten von über 10^{20} W/cm^2 (vgl. Abschnitt 2.4.2), ist der intrinsische Kontrast solcher nach der CPA-Methode erzeugten Laserpulse

nicht ausreichend, um die Zerstörung des Targets vor dem Eintreffen des Intensitätsmaximums zu verhindern. Die Kontrastkontrolle ist daher ein immer wichtiger werdender Faktor bei der (Weiter-)Entwicklung moderner Lasersysteme.

Aktuell werden verschiedene Techniken zur Verbesserung des zeitlichen Kontrastes angewendet. Eine gängige Strategie basiert auf der Erzeugung eines um Vorpulse und ASE bereinigten Pulses mit einer Energie im μJ -Bereich, welcher als Signalpuls für die weitere Verstärkung genutzt wird. Wie bereits von Itatani im Jahre 1997 gezeigt wurde [100], lässt sich auf diese Weise die ASE eines CPA- Lasers um mehrere Größenordnungen verringern. Itatani verstärkte dazu den komprimierten Oszillatorpuls zunächst auf eine Energie von $3\mu\text{J}$. Der verstärkte Puls wurde dann auf einen sättigbaren Absorber [43] fokussiert und dabei zeitlich bereinigt. Anschließend wurde der bereinigte Puls in einem CPA-System weiter verstärkt. Der zeitliche Kontrast, der als Signal-zu-Rausch-Verhältnis interpretiert werden kann, ist dabei proportional zur Signalstärke und somit zur Energie des bereinigten Pulses (vgl. Abschnitt 3.1.3).

3.3.1 Die zweistufige CPA-Technik

Um höhere Signalenergien zu erhalten, werden in modernen Lasersystemen zweistufige CPA-Techniken verwendet [101]. Diese Methode ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. In einer ersten Stufe wird der Puls aus dem Oszillator zunächst zeitlich gestreckt und bis auf mJ-Niveau verstärkt. Der verstärkte Puls wird anschließend rekomprimiert und mittels eines nichtlinear optischen Effektes bereinigt. In einer zweiten CPA-Stufe wird der bereinigte Puls, der nun ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweist, dann auf Energien bis in den Joule-Bereich verstärkt.

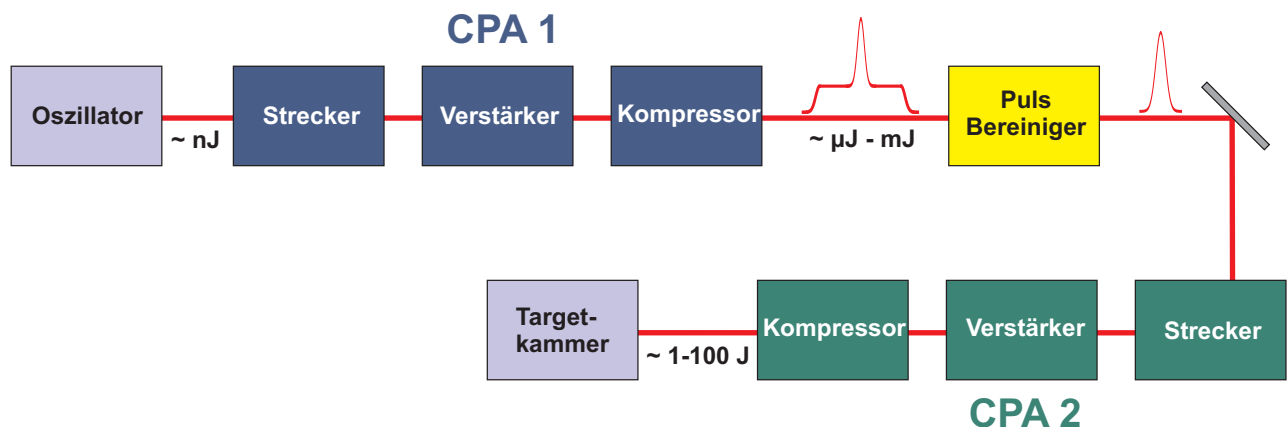


Abb. 3.5.: Schema der zweistufigen CPA-Technik zur Kontrastverbesserung.

Zur Bereinigung finden verschiedene Effekte Anwendung, welche nichtlinear von der Laserintensität abhängen. Diese umfassen die Erzeugung von Wellen gekreuzter Polarisation in einem nichtlinearen Kristall (engl. cross polarized wave generation, XPW) [38, 102], die Verwendung sättigbarer Absorber [37, 100] sowie optisch-parametrische Verstärkung (engl. optical parametric amplification, OPA) [103].

Die XPW-Technik

Die XPW ist ein nichtlinearer Effekt dritter Ordnung [43], bei dem in einem kubischen Kristall aus einer eingehenden Welle linearer Polarisation eine Welle mit der gleichen Wellenlänge aber

einer um 90° rotierten Polarisationsrichtung erzeugt wird. Die Intensität dieser erzeugten Welle ist dabei proportional zur dritten Potenz der Eingangsintensität. Das Verhältnis zwischen Hauptpuls und Vorpulsen bzw. ASE ist somit in dieser Welle, die als Signalpuls für die weitere Verstärkung im System genutzt wird, kubisch vergrößert. Zur Pulsreinigung befindet sich der Kristall zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Die im realen Aufbau erreichbare Kontrastverbesserung ist dabei durch das endliche Extinktionsverhältnis des Systems Kristall-Polarisator beschränkt.

Jullien et. al. [38] erreichten eine Erhöhung des ASE-Kontrastes um 4 Größenordnungen von ursprünglichen 10^6 auf 10^{10} an einem Ti:Sa-CPA-Laser mit einer Pulsdauer von 42 fs und einer Pulsenergie von 1,2 mJ. Die Energietransmission der XPW-Stufe lag bei 10 %. Cotel et. al. [104] berichteten über eine Kontrastverbesserung um 3 Größenordnungen und eine Transmission von 22 % an einem auf Ti:Sa basierenden OPCPA-System mit Pulsenergien im mJ-Bereich bei einer Pulsdauer von 310 fs.

Ein Nachteil dieser Technik ist, dass diese aufgrund der hohen auftretenden Intensitäten im Vakuum stattfinden muss. Zudem ist die Methode sehr Justage-empfindlich und funktioniert daher nur unter aktiver Stabilisierung zuverlässig.

Sättigbare Absorber

Eine alternative Reinigungsmethode beruht auf der Verwendung sättigbarer Absorber. Dabei wird ein Material verwendet, das eine hohe Absorption bei niedrigen Laserintensitäten aufweist, welche durch den Absorptionskoeffizienten α_0 beschrieben wird. Bei hohen Intensitäten nimmt die Absorption α gemäß

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad (3.10)$$

ab [43]. Dabei stellt α den gesättigten Absorptionskoeffizienten und I die Laserintensität dar. I_{sat} beschreibt die Sättigungsintensität. Diese materialspezifische Konstante gibt an, bei welcher Laserintensität der Absorptionskoeffizient aufgrund der Sättigung um einen Faktor 0,5 abgefallen ist. Idealerweise werden Materialien verwendet, deren Sättigungsintensität deutlich größer ist als die Intensitäten I_{ASE} , I_{Vorpuls} der ASE sowie der Vorpulse (I_{ASE} , $I_{\text{Vorpuls}} \ll I_{\text{sat}}$), sodass diese eine hohe Absorption erfahren. Für den intensiven Hauptpuls ist die Absorption mit dem Verhältnis $I_{\text{Hp}} / I_{\text{sat}}$ der Hauptpulsintensität I_{Hp} zur Sättigungsintensität verringert.

Durch Verwendung von zwei sättigbaren Absorbern in einem zweistufigen kombinierten CPA-OPCPA-Laser konnte ein ASE-Kontrast von 12 Größenordnungen erreicht werden [105].

Pulsreinigung durch parametrische Verstärkung

Während die beschriebenen Methoden (sättigbare Absorber, XPW) heute standardmäßig im Rahmen der zweistufigen CPA-Methode genutzt werden, wird am TRIDENT Laser am Los Alamos National Laboratory in New Mexico eine alternative Technik zur Bereinigung des Pulses verwendet [103].

In einer ersten OPCPA-Stufe wird ein Puls mit einer Pulsenergie von 250 μJ und einer Pulsdauer von 500 fs bei einer Wellenlänge von 1053 nm erzeugt. Dieser Puls wird anschließend in einem optisch-parametrischen Verstärker kubisch bereinigt. Dazu wird der Puls mit einem 90/10-Strahlteiler in zwei Teile gespalten. Der größere Anteil wird zunächst frequenzverdoppelt und anschließend als Pumpimpuls für die parametrische Verstärkung genutzt, während der kleinere Anteil den Signalpuls bildet. Für die Intensität des erzeugten Idlerpuls (eine detaillierte Erklärung dieses Begriffes erfolgt in Abschnitt 3.3.2) ergibt sich damit für einen niedrigen Verstärkungsfaktor

eine näherungsweise kubische Abhängigkeit von der Eingangsintensität und somit eine kubische Unterdrückung der ASE sowie der Vorpulse. Dieser Idlerpuls mit einer Pulsenergie im Bereich von $25\text{ }\mu\text{J}$ wird anschließend als bereinigter Signalpuls für eine zweite CPA-Verstärkerstufe genutzt. Auf diese Weise konnte eine Verbesserung des Rauschniveaus im ps-Bereich von ursprünglich 10^{-7} bis auf einen Wert unterhalb der Detektionsschwelle des verwendeten Autokorrelators, die bei 10^{-10} lag, demonstriert werden [103].

3.3.2 Direkte parametrische Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses

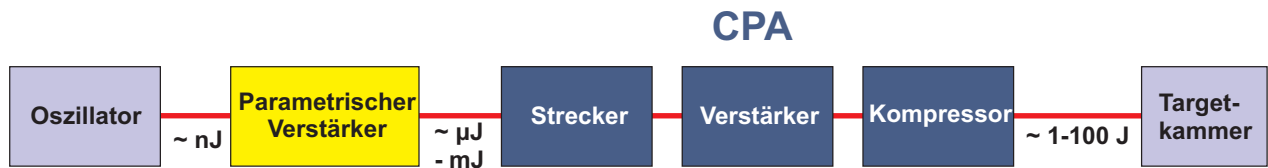


Abb. 3.6.: Schema der direkten parametrischen Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses zur Kontrastkontrolle.

Die beschriebene zweistufige CPA-Technik wird heute weltweit an zahlreichen Ti:Sa-Systemen und vereinzelt auch an Hochenergielasern mit Nd:Glas-Verstärkern genutzt. Für Letztere ist diese Methode allerdings aufgrund der vergleichsweise großen benötigten Pulsstrecke und Kompressoren weniger praktikabel. Ein weiterer Nachteil besteht darin, dass durch die beschriebenen nichtlinearen Techniken zur Pulsbereinigung nur eine begrenzte Kontrastverbesserung möglich ist. Eine zusätzliche Kontrasterhöhung kann nur durch hohen technischen Aufwand (z.B. mehrere Stufen) erzielt werden. Hinzu kommt die Anfälligkeit für Justagefehler und der unerwünschte Verlust an Pulsenergie aufgrund der niedrigen Transmission der Bereinigungsstufen.

Aus diesem Grund wurde am PHELIX-Laser eine alternative Methode gewählt. Diese basiert auf der Erzeugung eines Signal-Pulses im mJ-Bereich mit hohem zeitlichen Kontrast durch direkte parametrische Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses unter Verwendung eines Pumpulses mit einer zeitlichen Ausdehnung im ps-Bereich (engl. ultrafast optical parametric amplification, uOPA). Da die Verstärkung direkt nach dem Oszillator stattfindet und zudem keine weiteren Strecker oder Kompressoren benötigt werden, lässt sich diese Methode mit einem vergleichsweise kompakten Aufbau realisieren und ist daher auch für Hochenergielaser gut geeignet.

Diese Technik wurde erstmals von Dorrer demonstriert [39] und kürzlich in einen Ti:Sa basierte CPA-Laser integriert [106]. Das Grundprinzip besteht darin, dass aufgrund der parametrischen Natur des Prozesses keine Pumpenergie im Verstärkermedium gespeichert und somit keine ASE erzeugt wird. Die einzige Rauschquelle stellt die parametrische Fluoreszenz dar, die auf das Zeitfenster des Pumpulses beschränkt ist. Die Verwendung eines kurzen Pumpulses resultiert daher in einem verstärkten Puls mit hohem Kontrast außerhalb dieses Zeitfensters.

Die Schwierigkeit bei der Realisierung liegt in der Erzeugung des Pumpulses. Sämtliche kommerziell erhältlichen Pumplaser wurden für die Laserverstärkung in einem besatzungsinvertierten Medium oder für die OPCPA-Technik entwickelt und weisen damit deutlich zu lange Pulsdauern im ns-Bereich auf. Zudem stellt die Methode hohe Anforderungen an die zeitliche Stabilität zwischen Pump- und Signalpuls, da die zeitliche Überlagerung beider Pulse während des Verstärkungsprozesses gewährleistet sein muss.

Aus diesem Grund bietet sich die simultane Nutzung des Oszillatorpulses als Signal- sowie als Pumpuls an. Ein abgespaltener Teil des Oszillatorpulses durchläuft dabei einen separaten Verstärker und dient anschließend als Pumpuls für die parametrische Verstärkung. In einer speziellen Realisierung am VULCAN Laser am Rutherford Appleton Laboratory in England wurde dazu ein Neodym-dotierter Yttriumlithiumfluorid (Nd:YLF)-Verstärker genutzt. Dabei ist die minimale Pulsdauer aufgrund der limitierten Verstärkungsbandbreite von Nd:YLF auf ca. 5 ps begrenzt [107].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein optisch-parametrischer Verstärker mit einer Pumpulsdauer von 1 ps zur Unterdrückung der ASE des PHELIX-Lasers entwickelt [108]. Der Pumpuls wurde dabei durch Verstärkung des Oszillatorpulses in einem auf Ytterbium (Yb) basierten Verstärkersystem erzeugt. Die hohe Verstärkungsbandbreite von Yb ermöglicht dabei die Erzeugung von Pulsauern im sub-ps-Bereich [109–111]. Weitere Details zur Implementierung dieser Technik am PHELIX-Laser sind in Abschnitt 4.2 beschrieben. Die theoretischen Grundlagen der parametrischen Verstärkung werden im folgenden Abschnitt dargelegt.

Theoretische Grundlagen der parametrischen Verstärkung

In diesem Abschnitt werden die für das Verständnis der parametrischen Verstärkung relevanten Formeln erläutert (nach [43]).

Die parametrische Verstärkung stellt einen nichtlinear optischen Effekt zweiter Ordnung dar. Ursache solcher Prozesse ist die nichtlineare Antwort eines Mediums unter dem Einfluss intensiver Laserstrahlung, die durch die zeitabhängige Polarisation $P(t)$ beschrieben wird

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E(t)^3 + \dots \quad (3.11)$$

Hierbei ist $E(t)$ das elektrische Feld des Lasers, $\chi^{(n)}$ die materialabhängige Suszeptibilität n -ter Ordnung und ϵ_0 die Permittivität des Vakuums. Im Allgemeinen sind $E(t)$ und $P(t)$ vektorielle Größen und $\chi^{(n)}$ ist durch einen Tensor $(n+1)$ -ter Stufe beschrieben. Je nach Geometrie des behandelten Problems lässt sich der Suszeptibilitätstensor aufgrund von Symmetrieeigenschaften des bestrahlten Mediums stark vereinfachen und in vielen Anwendungsfällen als skalare Größe behandeln. Zur Vereinfachung sollen hier zunächst alle Größen als Skalare behandelt werden.

Aufgrund der starken Abnahme der Suszeptibilitäten $\chi^{(n)}$ mit der Ordnung n ist für moderate Laserstrahlung in Gl. 3.11 nur der lineare Anteil $\chi^{(1)} E(t)$ zu berücksichtigen. Der Realteil der komplexen Größe $\chi^{(1)}$ verursacht dabei die bekannten Brechungsgesetze, während der Imaginärteil die Absorption des Lasers im Medium bewirkt. Mit steigender Intensität der Laserstrahlung müssen auch die höheren Ordnungen in der Polarisation berücksichtigt werden. Diese führen aufgrund der nichtlinearen Abhängigkeiten vom elektrischen Feld zu zahlreichen Effekten, welche insbesondere die Erzeugung neuer Frequenzkomponenten im elektrischen Feld umfassen.

Besteht das eingestrahlte elektrische Feld aus zwei Komponenten

$$E(t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + k.k. \quad (3.12)$$

mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 , den komplexen Amplituden E_1 und E_2 und dem komplex Konjugierten $k.k.$ der vorherigen Terme, so ergibt sich daraus für die Polarisation zweiter Ordnung:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 \\ &= \epsilon_0 \chi^{(2)} [E_1^2 \exp(-i2\omega_1 t) + E_2^2 \exp(-i2\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \exp(-i[\omega_1 + \omega_2]t) \\ &\quad + 2E_1 E_2^* \exp(-i[\omega_1 - \omega_2]t) + k.k.] + 2\chi^{(2)} [E_1 E_2^* + E_2 E_1^*]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Dabei bezeichnet E_i^* das komplex Konjugierte der Amplitude E_i . Die Polarisation enthält nun neue Komponenten mit den Frequenzen $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ und bewirkt damit die Erzeugung neuer Frequenzen im elektromagnetischen Feld, wie im Folgenden für den Spezialfall der Differenzfrequenz-Erzeugung gezeigt werden soll.

Die Differenzfrequenz-Erzeugung, die auch als parametrische Verstärkung bezeichnet wird, ist in Abbildung 3.7 schematisch skizziert. Zwei Strahlen mit einer höheren Frequenz ω_1 und einer niedrigeren Frequenz ω_2 treffen auf ein Medium mit einer Suszeptibilität zweiter Ordnung. Die Welle mit der Frequenz ω_1 bezeichnet man als Pumpwelle und die Welle mit ω_2 als Signalwelle. Im Medium wird dabei eine Welle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, die sogenannte Idlerwelle, erzeugt. Zudem verlassen zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 das Medium. Am Niveauschema in Abbildung 3.7 b) erkennt man, dass für jedes erzeugte Photon mit der Frequenz ω_3 ein Photon der Pumpwelle zerstört und ein weiteres Photon der Signalwelle erzeugt werden muss, um Energieerhaltung zu gewährleisten. Signal- und Idlerwelle wachsen somit an, während die Pumpwelle bei diesem Prozess abgeschwächt wird. Auf diese Weise kann ein Laserpuls (Signalwelle) mit Hilfe eines Pumpulses bei einer höheren Frequenz verstärkt werden. Bei dem oberen Energieniveau in Abbildung 3.7 b) handelt es sich um ein virtuelles Niveau. Daher wird zu keinem Zeitpunkt des Prozesses Energie des Pumpulses vom Medium absorbiert. Stattdessen läuft die parametrische Verstärkung instantan ab. Mit dem Auslöschung eines Pumpphotons werden sofort ein Idler- und ein Signalphoton erzeugt. Daher entsteht bei der parametrischen Verstärkung keine ASE.

Im Folgenden soll nun gezeigt werden, wie die in Gl. 3.13 dargestellte Polarisation als Quelle neuer Frequenzen im Laserfeld und insbesondere der Differenzfrequenz wirken kann. Dabei werden Formeln hergeleitet, welche die Verstärkung des Signalpulses und die Erzeugung des Idlerpulses in Abhängigkeit der Pumpstrahlung beschreiben. Ausgangspunkt ist die Wellengleichung in Materie, die sich aus den Maxwellgleichungen für transversale elektromagnetische Wellen ergibt [43]

$$\nabla^2 E(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(\vec{r}, t) . \quad (3.14)$$

Hierbei ist $E(\vec{r}, t)$ das vom Ort \vec{r} und der Zeit t abhängige elektrische Feld, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, μ_0 die magnetische Permeabilität des Vakuums und $P(\vec{r}, t)$ die durch das Feld erzeugte Polarisation im Medium. Es wurde außerdem die Annahme gemacht, dass keine freien Ströme vorhanden sind und das Medium unmagnetisiert ist. Beide Annahmen sind für typische Kristalle, die zur parametrischen Verstärkung genutzt werden, gerechtfertigt.

Die Größen $E(\vec{r}, t)$ und $P(\vec{r}, t)$ können im Allgemeinen durch Fouriertransformation in ihre Komponenten mit den Frequenzen ω zerlegt werden. Da hier nur diskrete Frequenzen ω_j betrachtet werden, vereinfacht sich die Fouriertransformation zu einer Summation

$$E(\vec{r}, t) = \sum_j E_{\omega_j}(\vec{r}, t) = E_{\omega_j}(\vec{r}) \exp(-i\omega_j t) + k.k. \quad (3.15)$$

$$P(\vec{r}, t) = \sum_j P_{\omega_j}(\vec{r}, t) = P_{\omega_j}(\vec{r}) \exp(-i\omega_j t) + k.k. . \quad (3.16)$$

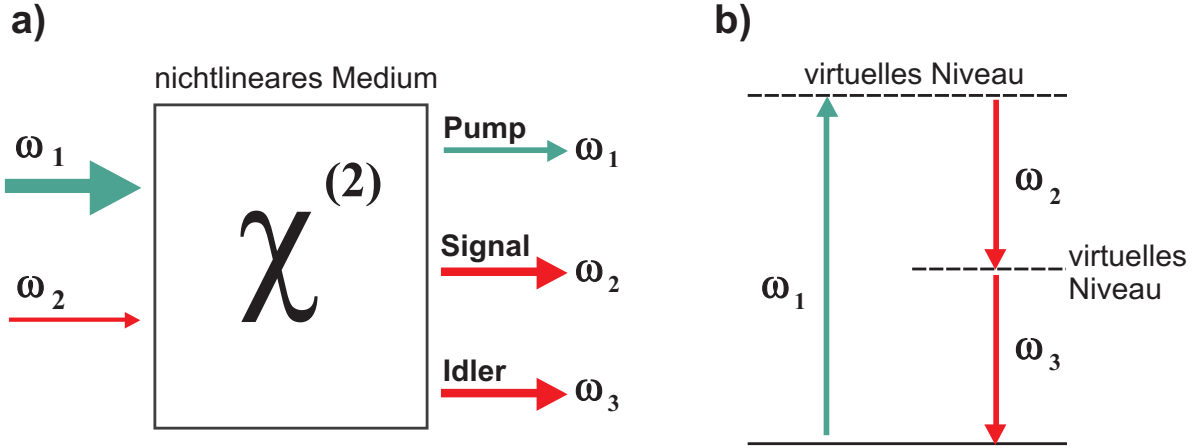


Abb. 3.7.: Schematische Darstellung der optisch-parametrischen Verstärkung (Differenzfrequenz-Erzeugung). a) Zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 treffen auf ein Medium mit einer Suszeptibilität zweiter Ordnung. Dabei entsteht eine neue Welle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ und die Welle mit ω_2 wird verstärkt. In b) ist das Niveauschema dieses Prozesses gezeigt.

Da es sich bei den Funktionen $\exp(-i\omega_j t)$ um ein orthogonales Funktionensystem handelt, ist Gl. 3.14 für jede Frequenzkomponente ω_j separat erfüllt. Durch Ausführung der Zeitableitung ergibt sich damit

$$\nabla^2 E_{\omega_j}(\vec{r}) + \frac{\omega_j^2}{c^2} E_{\omega_j}(\vec{r}) = -\mu_0 \omega_j^2 P_{\omega_j}(\vec{r}). \quad (3.17)$$

Durch Aufteilen der Polarisation in einen linearen Anteil $P_{\omega_j}^{(Lin)} = \epsilon_0 \chi^{(1)} E_{\omega_j}$ und den Anteil $P_{\omega_j}^{(NL)}$, der alle Komponenten umfasst, die nichtlinear vom elektrischen Feld abhängen, erhält man unter Verwendung der Identität $\mu_0 \epsilon_0 = c^{-2}$

$$\nabla^2 E_{\omega_j}(\vec{r}) + \frac{\omega_j^2}{c^2} (1 + \chi^{(1)}) E_{\omega_j}(\vec{r}) = -\mu_0 \omega_j^2 P_{\omega_j}^{(NL)}(\vec{r}). \quad (3.18)$$

Mit dem bekannten Zusammenhang $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$ zwischen dem Brechungsindex n und der linearen Suszeptibilität ergibt sich daraus

$$\nabla^2 E_{\omega_j}(\vec{r}) + \frac{n^2 \omega_j^2}{c^2} E_{\omega_j}(\vec{r}) = -\mu_0 \omega_j^2 P_{\omega_j}^{(NL)}(\vec{r}). \quad (3.19)$$

Für eine verschwindende rechte Seite beschreibt Gl. 3.19 die Propagation einer Welle mit der Frequenz ω_j in einem linearen Medium. Der Einfluss des Mediums ist dabei durch den komplexen Brechungsindex n gegeben, dessen Imaginärteil zur Absorption der Welle im Medium führt, während der Realteil die Brechung der Welle bewirkt. Die nichtlineare Antwort des Mediums wird durch die rechte Seite von Gleichung 3.19 beschrieben. Dieser Term stellt eine Quelle für die Welle der Frequenz ω_j dar.

Betrachten wir nun das Anwachsen der Idlerwelle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Die Welle sei beschrieben durch eine in Propagationsrichtung z langsam veränderliche Amplitude $\tilde{E}_{\omega_3}(z)$ sowie

eine oszillierende Komponente mit der Wellenzahl $k_3 = 2\pi/\lambda_3$. In den zur Propagationsrichtung z orthogonalen Raumrichtungen sei das Feld durch eine unendlich ausgedehnte ebene Welle beschrieben

$$E_{\omega_3}(\vec{r}) = \tilde{E}_{\omega_3}(z) \exp(ik_3 z) \quad \text{mit} \quad |ik_3 \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_{\omega_3}(z)| \gg |\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{E}_{\omega_3}(z)|. \quad (3.20)$$

Mit einem zu Gl. 3.20 identischen Ansatz für die Wellen der Frequenzen ω_1 und ω_2 ergibt sich aus Gl. 3.13 für die nichtlineare Polarisation mit der Frequenz ω_3

$$P_{\omega_3}^{(NL)} = 2 \epsilon_0 \chi^2 E_{\omega_1}(z) E_{\omega_2}^*(z) \exp(i[k_1 - k_2]z). \quad (3.21)$$

Gleichung 3.21 zeigt, wie die nichtlineare Antwort des Mediums zur Kopplung verschiedener Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen führt. Die Polarisation $P_{\omega_3}^{(NL)}$, die in der Wellengleichung 3.19 als Quelle der Frequenz ω_3 wirkt, hängt von den Amplituden \tilde{E}_{ω_1} und \tilde{E}_{ω_2} der Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 ab.

Durch Einsetzen von Gl. 3.21 und Gl. 3.20 in die Wellengleichung 3.19 erhält man unter Vernachlässigung der zweiten Ableitungen der Amplitude $\tilde{E}_{\omega_3}(z)$ nach z gemäß Gl. 3.20

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_{\omega_3}(z) = i \frac{\omega_3 \chi^{(2)}}{n_{\omega_3} c} \tilde{E}_{\omega_1}(z) \tilde{E}_{\omega_2}^*(z) \exp(i\Delta k z) = A \tilde{E}_{\omega_2}^*(z) \exp(i\Delta k z) \quad (3.22)$$

mit der Phasenfehlانpassung $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$. Für die Signalwelle mit der Frequenz ω_2 ergibt sich durch eine analoge Rechnung

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_{\omega_2}(z) = i \frac{\omega_2 \chi^{(2)}}{n_{\omega_2} c} \tilde{E}_{\omega_1}(z) \tilde{E}_{\omega_3}^*(z) \exp(i\Delta k z) = B \tilde{E}_{\omega_3}^*(z) \exp(i\Delta k z). \quad (3.23)$$

Die beiden komplexen Größen A und B hängen von der Amplitude der Pumpwelle \tilde{E}_{ω_1} ab. In der Praxis ist die Abnahme der Amplitude der Pumpwelle bei der Verstärkung von Signal- und Idlerwelle in vielen Fällen vernachlässigbar. Daher werden A und B für die folgende Betrachtung als konstant angenommen. Die Gleichungen 3.24 und 3.23 sind somit ein System gekoppelter Differenzialgleichungen für die Amplituden der Signal- und Idlerwelle. Durch weiteres Ableiten von Gl. 3.24 nach z und Einsetzen in Gl. 3.23 lassen sich beide Gleichungen entkoppeln. Des Weiteren wird eine verschwindende Phasenfehlانpassung $\Delta k = 0$ angenommen. Dies ist im Allgemeinen für dispersionsbehaftete Medien nicht erfüllt, wird jedoch in der Praxis durch die Verwendung doppelbrechender Kristalle in speziellen Geometrien realisiert [43].

Man erhält folgende Differenzialgleichung, welche die Evolution der Idlerwelle beschreibt

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{E}_{\omega_3}(z) = AB^* \tilde{E}_{\omega_3}(z) = \kappa^2 \tilde{E}_{\omega_3}(z) \quad (3.24)$$

mit der Konstanten

$$d\kappa^2 = \frac{\omega_2 \omega_3}{n_{\omega_2} n_{\omega_3}} \frac{\chi^{(2)2}}{c^2} |\tilde{E}_{\omega_1}|^2. \quad (3.25)$$

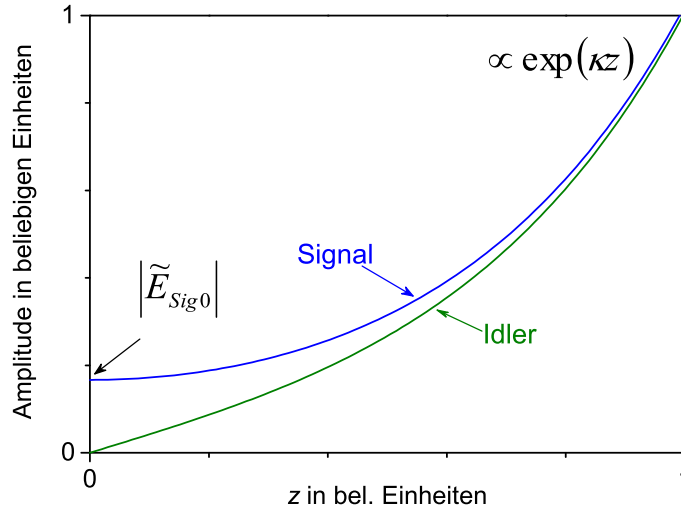


Abb. 3.8.: Betrag der Amplituden von Signal- und Idlerwelle nach den Gleichungen 3.26 und 3.27 abhängig vom Ort z in Ausbreitungsrichtung der Wellen. Für große Werte von z nähern sich die Kurven asymptotisch der Funktion $\exp(\kappa z)$.

Durch Integration von Gleichung 3.24 erhält man die Amplitude der Idlerwelle. Daraus ergibt sich gemäß Gl. 3.23 die Amplitude der Signalwelle. Mit den Anfangsbedingungen $\tilde{E}_{\omega_2}(0) = E_{\text{Sig}0}$ und $\tilde{E}_{\omega_3}(0) = 0$ erhält man daraus:

Signal	$\tilde{E}_{\omega_2}(z) = E_{\text{Sig}0} \cosh(\kappa z)$	(3.26)
---------------	---	--------

Idler	$\tilde{E}_{\omega_3}(z) = E_{\text{Sig}0} \frac{A^*}{\kappa} \sinh(\kappa z)$	(3.27)
--------------	--	--------

Der Verlauf der Amplituden der Signal- und Idlerwelle ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Zu Beginn ist die Amplitude der Idlerwelle 0 und es existiert eine Signalwelle mit einer Anfangsamplitude $E_{\text{Sig}0}$. Beide Wellen wachsen monoton und verlaufen asymptotisch gegen $\exp(\kappa z)$. Somit erfahren beide Wellen eine exponentielle Verstärkung.

Neben der eingestrahlten Signalwelle wird auch Quantenrauschen verstärkt. Dieser Effekt, der in der Literatur als parametrische Fluoreszenz bezeichnet wird [43], ist die einzige Rauschquelle bei der parametrischen Verstärkung. Da die parametrische Fluoreszenz aus dem Quantenrauschen entsteht, ist dazu kein Photon der Signalwelle erforderlich. Eine Verstärkung ist allerdings nur während der Anwesenheit der Pumpstrahlung gegeben. Für eine verschwindende Amplitude \tilde{E}_{ω_1} der Pumpwelle ist der Verstärkungsfaktor κ gemäß Gl. 3.25 gleich 0. Die Verwendung kurzer Pulse als Pumpquelle führt daher zu einem rauschfreien verstärkten Signal außerhalb des Zeitfensters, das durch die Dauer des Pumpimpulses bestimmt ist. Neben der Signalfrequenz ω_2 können nach dem Prinzip der parametrischen Fluoreszenz auch weitere Frequenzen $\omega_{\text{pF}1}$ und $\omega_{\text{pF}2}$ erzeugt werden, sofern die Bedingung $\omega_1 = \omega_{\text{pF}1} + \omega_{\text{pF}2}$ erfüllt ist. Die Richtung sowie die Effizienz für die Erzeugung solcher Frequenzen ist dabei durch die Phasenanpassung bestimmt.

Phasenanpassung

Für die Herleitung der Gleichungen der parametrischen Verstärkung wurde eine verschwindende Phasenfehlanpassung $\Delta k = 0$ vorausgesetzt. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit

$$n_{\omega_1} \omega_1 - n_{\omega_2} \omega_2 - n_{\omega_3} \omega_3 = 0. \quad (3.28)$$

Für normaldispersive Medien ist Gleichung 3.28 im Allgemeinen aufgrund des monotonen Anwachsens des Brechungsindex mit steigender Frequenz nicht erfüllt. Um dennoch eine Phasenanpassung zu erreichen, werden für Anwendungen doppelbrechende Kristalle genutzt. Der Brechungsindex $n_e(\theta)$ des außerordentlichen Strahls in einem uniaxialen Kristall ist abhängig von der Propagationsrichtung, die durch den Winkel θ zwischen dem k -Vektor der Welle und der optischen Achse des Kristalls beschrieben ist

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2(\theta)}{n_{e\perp}^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2}. \quad (3.29)$$

Hierbei ist n_o der Brechungsindex des ordentlichen Strahls und $n_{e\perp}$ der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls für eine Propagation senkrecht zur optischen Achse. Gleichung 3.29 zeigt, dass der Brechungsindex der außerordentlichen Welle durch Variation des Winkels θ verändert werden kann. Durch geeignete Wahl der Polarisierungen und Propagationsrichtungen der beteiligten Strahlen kann auf diese Weise die Phasenanpassung erreicht werden. Dabei unterscheidet man zwischen zwei Möglichkeiten: Bei der Phasenanpassung nach Typ 1 stellt der Pumpstrahl die ordentliche Welle dar und der Signal- sowie der Idlerstrahl bilden die außerordentliche Welle

$$n_{\omega_1}^o \omega_1 = n_{\omega_2}^e \omega_2 + n_{\omega_3}^e \omega_3. \quad (3.30)$$

Ist die Phasenanpassung nach Typ 2 realisiert, so sind Pump- und respektive Signal- oder Idlerstrahl ordentliche Strahlen und der verbleibende Strahl bildet die außerordentliche Welle

$$n_{\omega_1}^e \omega_1 = n_{\omega_2}^o \omega_2 + n_{\omega_3}^e \omega_3. \quad (3.31)$$

Die vorausgehende Betrachtung hat gezeigt, dass die parametrische Verstärkung geeignet ist, um Laserpulse mit hohem zeitlichen Kontrast zu erzeugen. Wie diese Methode in dieser Arbeit zur Kontrastkontrolle am PHELIX-Laser genutzt wurde, ist in Kapitel 4 beschrieben.

3.3.3 Alternative Methoden

Alle bisher beschriebenen Methoden haben gemeinsam, dass die Pulsreinigung auf einer frühen Stufe der Verstärkerkette bei einer Pulsenergie im mJ-Bereich stattfindet. Eventuelle kontrastverschlechternde Effekte wie ASE aus den Hauptverstärkern oder Vorpulse, welche während der weiteren Verstärkung erzeugt werden, können somit nicht eliminiert werden. In den meisten Fällen sind diese Effekte aber zu vernachlässigen (siehe Abschnitte 3.1 und 4.1). Allerdings bleibt auch der kohärente Kontrast unberücksichtigt, der für vereinzelte Experimente [59, 60] ein Hindernis darstellt. In diesen Fällen hilft die Kontrastverbesserung durch Frequenzverdopplung [112] sowie die Verwendung von Plasmaspiegeln [113, 114]. Bei beiden Techniken findet die Pulsreinigung am Ende der Verstärkerkette nach der Kompression des Pulses statt.

Plasmaspiegel

Bei Verwendung eines Plasmaspiegels [113, 114] trifft der bis zur maximalen Energie verstärkte und komprimierte Laserpuls nach der letzten fokussierenden Optik auf eine entspiegelte Glasplatte. Dabei wird der Abstand der Glasplatte zum Fokus so gewählt, dass auf der Oberfläche eine Energieflussdichte im Bereich von 100 J/cm^2 erreicht wird. Die Intensitäten typischer Vorpulse sowie der ASE liegen damit unterhalb der Zerstörschwelle der Glasplatte und der Beschichtung, sodass diese aufgrund der niedrigen Reflektivität der verwendeten Antireflexbeschichtung nahezu vollständig transmittiert werden. Die Ionisationsschwelle des Materials liegt für Pulsdauern um 1 ps bei Energieflussdichten im Bereich von 1 J/cm^2 [115], die während der Anstiegsflanke des Hauptpulses erreicht werden. Dadurch wird ein überkritisches Plasma an der Oberfläche der Glasplatte erzeugt, das zur Reflexion der Laserstrahlung an der kritischen Dichte führt. Abhängig von der Orientierung der Glasplatte und der Polarisation des Laserpulses können Reflektivitäten von 50 % bis zu 90 % [113, 114, 116] für das Intensitätsmaximum erreicht werden. Der Kontrast des reflektierten Pulses ist dabei um das Verhältnis der Reflektivitäten verbessert. Mit kommerziell erhältlichen Antireflexbeschichtungen, welche Reflektivitäten zwischen 0,1 % und 1 % aufweisen, kann der Kontrast um 2–3 Größenordnungen erhöht werden. Eine weitere Kontrasterhöhung ist durch die simultane Verwendung mehrerer Plasmaspiegel möglich. Mit zwei Plasmaspiegeln ist eine Verbesserung des Kontrastes um 4 Größenordnungen bei einer Energietransmission von 50 % erreichbar [117].

Ein Nachteil dieser Methode ist die aufwändige Justage und Charakterisierung des Plasmaspiegels sowie der Verlust an verfügbarer Laserenergie. Eine Charakterisierung eines Plasmaspiegels, die im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit D. Neely am PHELIX-Laser durchgeführt wurde, ist in A.1 beschrieben [118].

Frequenzverdopplung

Neben der Verwendung von Plasmaspiegeln stellt die Frequenzverdopplung eine weitere Möglichkeit zur Bereinigung des komprimierten Pulses bei voller Energie dar. Die Intensität der erzeugten zweiten Harmonischen ist aufgrund der Nichtlinearität zweiter Ordnung proportional zum Quadrat der Eingangsintensität [43], was eine quadratische Unterdrückung der Vorpulse und der ASE sowie ein Aufsteilen der Anstiegsflanke des Laserpulses zur Folge hat. Aufgrund der endlichen Effizienz der Frequenzverdopplung bleibt dabei stets ein Restanteil an nicht konvertierter fundamentaler Strahlung übrig, die nicht den hohen Kontrast der zweiten Harmonischen aufweist. Daher ist eine gründliche Separation der beiden Wellenlängen erforderlich, die durch die Verwendung mehrerer dichroitischer Spiegel erreicht werden kann.

Die Methode der Kontrastverbesserung durch Frequenzverdopplung wird derzeit erfolgreich am Orion Laser am Atomic Weapons Establishment in England durchgeführt [112]. Unter Verwendung eines Kaliumdihydrogenphosphat (KDP)-Kristalls mit einem Durchmesser von 32 cm konnten Pulse mit Energien von bis zu 180 J bei einer Pulsdauer von 0,5 ps mit einer Effizienz von etwa 60 % frequenzkonvertiert werden. Der erreichte Kontrast auf der ns-Zeitskala liegt dabei bei 10^{14} .

Ein Nachteil dieser Methode ist der hohe technische Aufwand und die Verringerung der nutzbaren Laserenergie. Zudem führt eine niedrigere Wellenlänge bei gleichbleibender Intensität entsprechend Gleichung 2.15 zum Herabsetzen der dimensionslosen elektrischen Feldamplitude. Daher sind mit dem frequenzverdoppelten Puls höhere Intensitäten erforderlich um in den Bereich der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung zu gelangen.

4 Kontrastkontrolle am Lasersystem PHELIX

Der PHELIX-Laser [40] befindet sich an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt. Mit zwei verschiedenen Frontends sowie mit Blitzlampen-gepumpten Nd:Glas- Vor- und Hauptverstärkern können wahlweise Energien bis zu einem Kilojoule in einem Langpuls (\sim ns) oder Leistungen von über 500 Terawatt in einem Kurzpuls (\sim ps) zur Verfügung gestellt werden. Die Erzeugung des intensiven Kurzpulses basiert dabei auf der in Kap. 3.1.1 beschriebenen CPA-Technik. Das entsprechende Pulsprofil (vgl. Abbildung 3.1) weist somit die für diese Technik typischen Charakteristiken (ASE, Vorpulse, kohärenter Kontrast) auf.

Als Forschungsanlage für den Benutzerbetrieb steht PHELIX wechselnden internationalen Experimentatorengruppen als Plattform für unterschiedliche Experimente im Bereich der Plasma-, Kern- und Atomphysik sowie der Biophysik zur Verfügung. Die Anwendungen beinhalten beispielsweise die Beschleunigung von Teilchen, wie Protonen, Elektronen oder schwere Ionen, die Untersuchung des Zustands der Warmen-Dichten-Materie (WDM) oder die Forschung an der Entwicklung von Röntgenlasern [119–121].

Mit neuen Experimentenvorschlägen steigen die Anforderungen an den zeitlichen Kontrast des PHELIX-Kurzpulses. Dies ist insbesondere für Experimente aus dem Bereich der Laser-Ionenbeschleunigung der Fall. Untersuchungen an verschiedenen Lasersystemen zeigen, dass die Effizienz des bisher meistgenutzten TNSA-Mechanismus durch einen hohen Kontrast und die Verwendung von Targets mit Dicken von wenigen μm erhöht werden kann [76, 78]. Neue vorgeschlagene Beschleunigungsmechanismen wie BOA und RPA erfordern die Verwendung noch dünnerer Targets im sub- μm -Bereich [36, 59]. Um die Zerstörung dieser Targets durch Vorpulse oder ASE zu verhindern, ist ein ausreichend hoher Kontrast erforderlich.

Neben Experimenten zur Laser-Ionenbeschleunigung setzen zahlreiche weitere Anwendungen eine hinreichende Kontrolle über den zeitlichen Kontrast voraus [10, 11]. Folglich kann das Spektrum der an PHELIX durchführbaren Experimente durch eine Kontrastverbesserung deutlich erweitert werden.

Im folgenden Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit implementierten Erweiterungen zur Kontrolle des Pulscontrastes am PHELIX-Laser beschrieben. Kap. 4.1 gibt einen kurzen Überblick über den Aufbau und die Funktionsweise des PHELIX-Kurzpuls-Systems. Die Optimierung des ASE-Kontrastes auf über 11 Größenordnungen mittels parametrischer Verstärkung ist in Abschnitt 4.2 dargestellt. Anschließend wird die Eliminierung der Vorpulse in Kap. 4.3 beschrieben.

4.1 Überblick über das PHELIX-Kurzpuls-System

Das PHELIX-Kurzpuls-System ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Mittels der CPA-Technik werden durch stufenweise Verstärkung Pulse mit einer maximalen Energie von 250 J erzeugt, welche nach der Kompression eine minimale Pulsdauer von 400 fs (FWHM) aufweisen. Durch Fokussierung dieser Pulse mit einem $f/1,7$ -parabolischen Spiegel (engl. off-axis parabola,

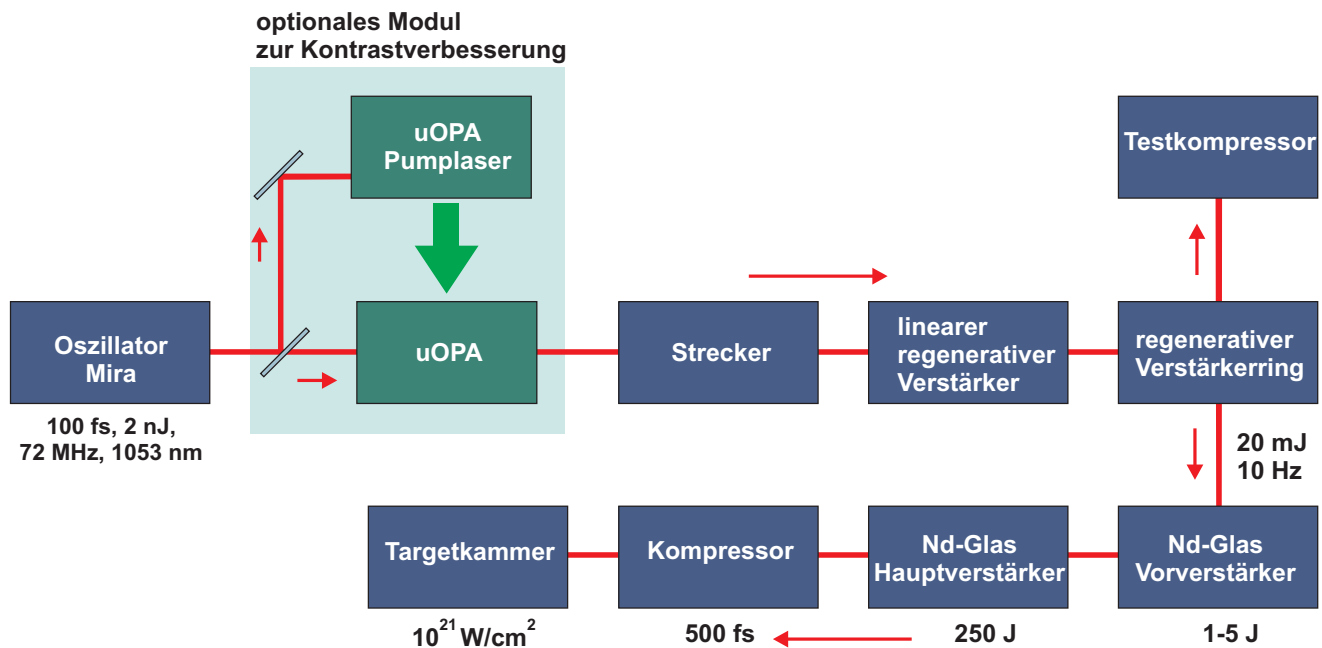


Abb. 4.1.: Schematische Darstellung des PHELIX-Kurzpuls-Systems.

OAP) werden Intensitäten von bis zu $2 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$ in der PHELIX-Targetkammer erzielt. Zur Verstärkung wird eine Kombination aus Ti:Sa-Verstärkern und Blitzlampen-gepumpten Nd:Glas-Verstärkern genutzt. Thermische Effekte in den Glas-Verstärkern begrenzen dabei die Repetitionsrate für Vollenergieschüsse auf maximal einen Schuss pro 90 Minuten.

Die Erzeugung der Pulse erfolgt in einem kommerziellen Ti:Sa-Kurzpulsoszillator (Mira 900, Coherent). Dieser produziert einen Pulszug mit einer Repetitionsrate von 72 MHz, einer Energie von 2 nJ und einer Pulsdauer von 100 fs (FWHM). Das spektrale Maximum dieser Pulse liegt mit 1053 nm am Rande der Verstärkungsbandbreite von Ti:Sa, wurde aber zur Anpassung an den Wirkungsquerschnitt der folgenden Nd:Glas-Verstärker gewählt. Ohne das während dieser Arbeit entwickelte optionale Modul, das zur Optimierung des ASE-Kontrastes dient (siehe Abschnitt 4.2), werden die Pulse nun direkt in einem Gitterstrecker (Design nach Banks [122]) um einen Faktor von 190 ps/nm bei einem nahezu rechteckigen Spektrum mit einer Bandbreite von 12 nm gestreckt. Die resultierende Pulsdauer beträgt 2,3 ns (FWHM).

Vor der Verstärkung in den folgenden regenerativen Verstärkern wird die Repetitionsrate zunächst mittels einer Pockels-Zelle auf 10 Hz reduziert. Damit soll die Einkopplung weiterer Oszillatorpulse verhindert werden, die ansonsten zur Ausbildung von Vorpulsen führen könnten. Zwei aufeinander folgende regenerative Verstärker, welche beide mit einer Repetitionsrate von 10 Hz betrieben werden, erhöhen nun die Pulsenergie auf über 20 mJ. Als aktives Medium wird jeweils ein Ti:Sa-Kristall genutzt, der durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG (Nd:Yttrium-aluminiumgranat)-Laser (Powerlite, Continuum) gepumpt wird.

Der erste regenerative Verstärker nutzt einen linearen Resonator, der etwa 140 mal durchlaufen wird und weist einen resultierenden Verstärkungsfaktor von 10^7 auf. Der zweite regenerative Verstärker verwendet einen Resonatorring, der etwa 30 mal durchlaufen wird. Der Verstärkungsfaktor liegt im einstelligen Bereich.

Zur Ein- und Auskopplung der zu verstärkenden Pulse werden Pockels-Zellen verwendet. Durch zusätzliche Pockels-Zellen werden Vorpulse und ASE auf der ns-Zeitskala eliminiert. Zwischen den beiden regenerativen Verstärkern befindet sich eine Pockels-Zelle, die zur Isolation

des Ringverstärkers gegen Vorpulse und ASE aus dem Linearverstärker dient. Eine zusätzliche Isolationsstufe, bestehend aus zwei Pockels-Zellen, befindet sich nach dem Verstärkerring. Eine Bereinigung auf der ps-Zeitskala ist mit dem zeitlich gestreckten Puls auf dieser Stufe nicht möglich und ist nach der Komprimierung aufgrund der hohen Intensitäten technisch nicht mit Hilfe von Pockels-Zellen realisierbar. Eine Möglichkeit den komprimierten Puls bis auf wenige Pikosekunden vor dem Maximum zu reinigen besteht in der Verwendung von Plasmaspiegeln.

Nach der Verstärkung besteht die Option die Pulse mit einer Repetitionsrate von 10 Hz bei einer Pulsenergie von 20 mJ in einem Testkompressor auf 300 fs zu komprimieren. Dieser Kompressor wird insbesondere für die während dieser Arbeit durchgeführten Kontrastmessungen genutzt.

Mit den folgenden Verstärkern (Vorverstärker und Hauptverstärker) lassen sich maximale Pulsenergien von über 250 J erzielen. Der Vorverstärker, bestehend aus drei mit Blitzlampen gepumpten Nd:Glas-Stäben, liefert eine nominelle Pulsenergie von 5 J. Am Eingang des Vorverstärkers wird das räumliche Strahlprofil aus dem Frontend zunächst mit einer Apertur geformt, die je nach Anforderungen des Experimentes gewählt werden kann. Beim Durchlaufen des Verstärkers wird der Strahldurchmesser in Keplerteleskopen stufenweise aufgeweitet, wodurch die Intensität auf Werte unterhalb der Zerstörschwelle optischer Elemente beschränkt bleibt. Zusätzlich wird durch das wiederholte Abbilden des Strahls eine Degradierung des Strahlprofils aufgrund von Propagationseffekten verhindert. Die Repetitionsrate des Vorverstärkers ergibt sich aus dessen Abkühlzeit von etwa 3 Minuten.

Der folgende Hauptverstärker wird zweifach durchlaufen. Er besteht aus fünf Verstärkerköpfen, die aus jeweils zwei im Brewsterwinkel gehaltenen Nd:Glas-Scheiben aufgebaut sind. Zum Schutz der Verstärkerscheiben vor Schäden und Verunreinigungen befindet sich der gesamte Hauptverstärker luftdicht abgeschlossen unter einer Atmosphäre aus trockenem Stickstoff. Die maximale Ausgangsenergie des Hauptverstärkers ist durch die Zerstörschwelle der Beugungsgitter im folgenden Kompressor definiert und beträgt 250 J. Die Repetitionsrate des Hauptverstärkers ist durch eine Abkühlzeit von etwa 90 Minuten bestimmt. Durch einen Faraday-Isolator nach dem Hauptverstärker wird das System vor Rückreflexen aus dem Targetbereich geschützt.

Der PHELIX-Puls kann wahlweise an einem von drei verschiedenen Experimentierplätzen genutzt werden: dem Targetbereich der PHELIX-Laserbay, einem Testlabor sowie dem Messplatz Z6, der für kombinierte Laser-Ionen-Experimente verwendet wird. Ein Überblick über das gesamte PHELIX-System inklusive der Messplätze ist in Abbildung 4.2 gegeben. Im Testlabor kann alternativ der Strahl nach dem Frontend oder nach dem Vorverstärker mit dem bereits erwähnten Testkompressor zeitlich komprimiert werden. Die während dieser Arbeit ausgeführten Kontrastmessungen fanden im Testlabor mit dem Frontendstrahl bei einer Repetitionsrate von 10 Hz statt. Weitere Experimente wurden in der PHELIX-Laserbay durchgeführt. Dort kann der voll verstärkte Puls in einem Kompressor bestehend aus zwei 80 cm × 40 cm großen dielektrischen Gittern zeitlich komprimiert werden. Aufgrund der begrenzten Verstärkungsbandbreite der Nd:Glas-Verstärker beträgt die minimal erreichbare Pulsdauer nach dem Kompressor circa 400 fs. Der komprimierte Puls wird anschließend zur Targetkammer geleitet, wo verschiedene Fokussierparabeln in unterschiedlichen Geometrien genutzt werden können. Die Fokussierbarkeit des verstärkten Strahls wird durch Kontrolle der Wellenfront durch mehrere Shack-Hartmann-Sensoren und Korrektur eventueller Wellenfrontverzerrungen unter anderem mittels verformbarer Spiegel gewährleistet [123].

Der maßgebliche Beitrag zur Kontrastverschlechterung durch ASE stammt aus den regenerativen Verstärkern. Grund dafür ist, dass die auf dieser frühen Stufe erzeugte ASE durch die

gesamte Verstärkerkette läuft und dabei weiter verstärkt wird. Die ASE aus dem Vor- und Hauptverstärker erfährt dagegen eine erheblich geringere Verstärkung. Eine weitere Ursache ist in der unterschiedlichen Lebensdauer des aktiven Niveaus der Ti:Sa-Verstärker im Vergleich zu den Nd:Glas-Verstärkern begründet. Dieser Unterschied führt zu verschiedenen zeitlichen Ausdehnungen der ASE aus den jeweiligen Verstärkern. Die Dauer der ASE aus den Glas-Verstärkern liegt mit etwa $300\text{ }\mu\text{s}$ weit über der Dauer des gestreckten Pulses. Somit kann ein maßgeblicher Anteil dieser ASE mit Hilfe von Pockels-Zellen unterdrückt werden. Die regenerativen Verstärker weisen dagegen eine deutlich kürzere ASE-Dauer von etwa $3\text{ }\mu\text{s}$ auf und erlauben damit keine derartige Unterdrückung. Eine systematische Untersuchung der ASE aus dem Vor- und Hauptverstärker des PHELIX-Lasers ist in [124] beschrieben und belegt obige Aussagen. Insbesondere wurden Testschüsse durchgeführt, in denen lediglich die Verstärker gezündet wurden. Der Signalstrahl war dabei am Ausgang des Frontends geblockt. Diese Tests konnten bestätigen, dass die Intensität der ASE aus den Nd:Glas-Verstärkern alleine nicht ausreicht, um Kohlenstoffproben mit einer Dicke von 10 nm zu zerstören.

Darüber hinaus stellen die regenerativen Verstärker die Hauptursache für Vorpulse dar. Wie in Kap. 3.1.2 erläutert, können hier Vorpulse im ns-Bereich entstehen, die sich aufgrund der endlichen Effizienz von Pockels-Zellen nicht vollständig eliminieren lassen. Zudem ist das B-Integral wegen der hohen Intensitäten hier am größten, wodurch Vorpulse aus Nachpulsen erzeugt werden können (vgl. Kap. 3.1.2).

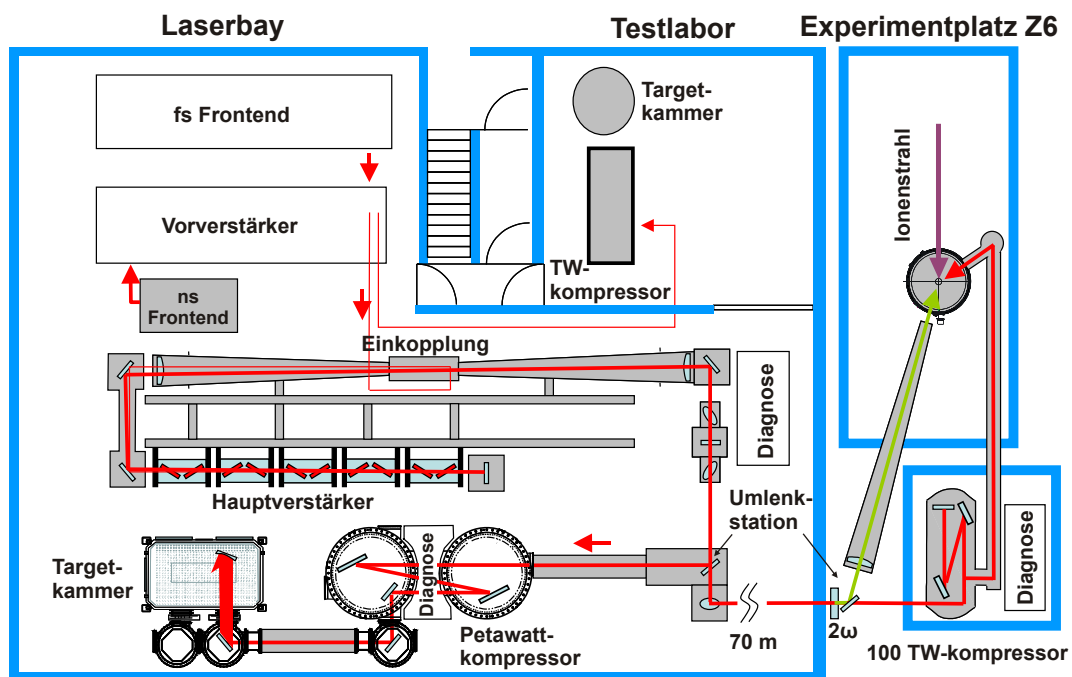


Abb. 4.2.: Schematischer Überblick über das PHELIX-Lasersystem. Mit freundlicher Genehmigung von Dr. Vincent Bagnoud.

4.2 Kontrolle des ASE-Kontrastes durch parametrische Verstärkung

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, lässt sich der ASE-Kontrast eines CPA-Lasers durch die Verwendung eines Eingangspulses mit Energien im mJ-Bereich und hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis um mehrere Größenordnungen verbessern. Neben den diversen Reinigungstechniken (XPW, sättigbare Absorber, optisch-parametrische Reinigung etc.) stellt die direkte optisch-parametrische Verstärkung des komprimierten Oszillatorpulses unter Verwendung eines kurzen Pumpulses (uOPA) eine Methode zur Erzeugung eines solchen Signalpulses dar. Aufgrund der Kompaktheit des Aufbaus im Vergleich zur zweistufigen CPA-Technik ist diese Methode speziell für Hochenergielaser wie PHELIX besonders geeignet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein uOPA zur Optimierung des ASE-Kontrastes am PHELIX-Laser entwickelt und in die Verstärkerkette des Lasersystems integriert. Dieser erzeugt einen ASE-freien Puls im 100 μ J-Bereich, der zur weiteren Verstärkung in den regenerativen Verstärkern genutzt wird. Diese erhöhte Eingangsenergie verglichen mit der Energie des Oszillatorpulses ermöglicht es, die Verstärkung im linearen regenerativen Verstärker um bis zu 5 Größenordnungen zu verringern und dabei die Energie am Frontendausgang konstant zu halten. Das ASE-Niveau sinkt dabei proportional zum Verstärkungsfaktor im uOPA auf einen minimalen Wert in der Größenordnung von 10^{-11} bezüglich des Intensitätsmaximums. Weitere kontrastverschlechternde Faktoren wie Vorpulse, die im PHELIX-Frontend erzeugt werden, und der kohärente Kontrast werden durch den uOPA nicht beeinflusst und sind separat zu behandeln.

Der Aufbau und die Charakterisierung der jeweiligen Komponenten des uOPA werden im folgenden Abschnitt erläutert. Anschließend wird in Abschnitt 4.2.2 die Optimierung des ASE-Kontrastes am PHELIX-Laser mit Hilfe des uOPA beschrieben.

4.2.1 Aufbau und Charakterisierung eines uOPA am PHELIX-Laser

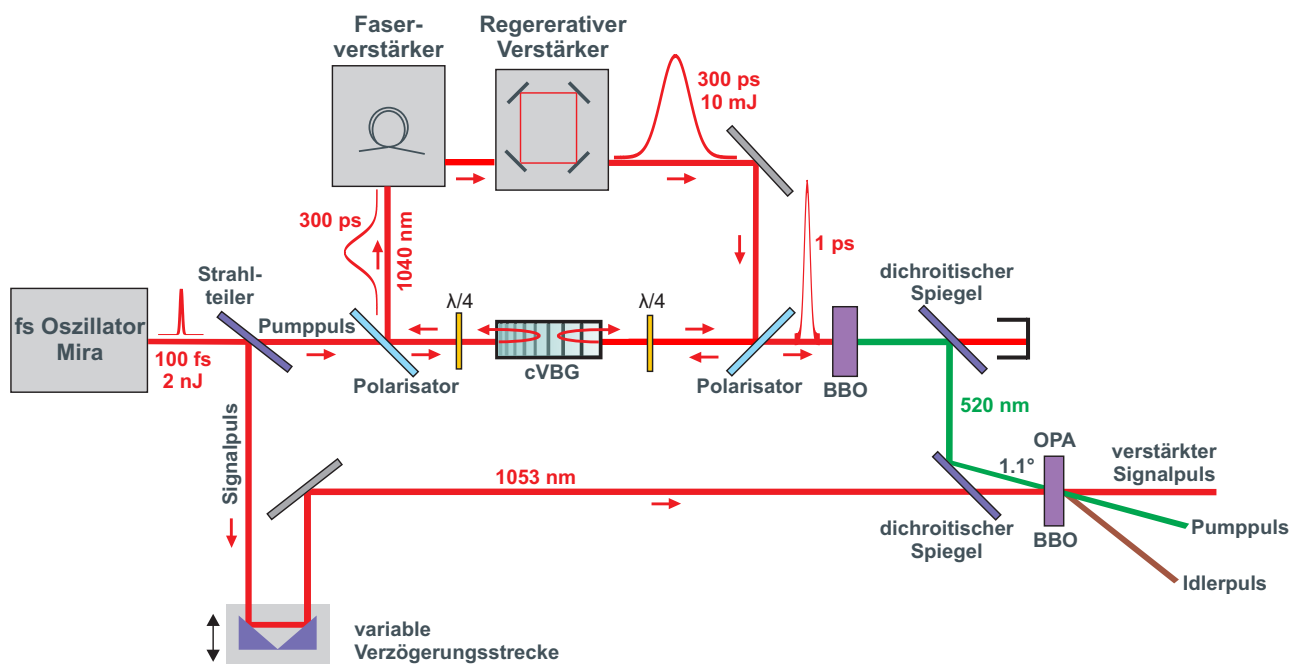


Abb. 4.3.: Schematischer Aufbau des uOPA.

Die Integration des uOPA in das PHELIX-Kurzpuls-System ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Der uOPA befindet sich direkt nach dem Kurzpulsoszillator, aus welchem sowohl der Signalpuls als auch der Pumpuls entstammen. Nach der parametrischen Verstärkung wird der Signalpuls, der nun eine Pulsenergie im μJ -Bereich aufweist, zunächst zeitlich gestreckt und anschließend für die weitere Verstärkung im PHELIX-System genutzt.

Der Aufbau des uOPA ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Die Oszillatorpulse werden mittels eines 50:50-Strahlteilers in zwei gleiche Anteile gespalten. Ein Anteil propagiert über eine motorisierte Verzögerungsstrecke direkt zu einem BBO-Kristall, wo die optisch-parametrische Verstärkung stattfindet. Die Verzögerungsstrecke dient dabei zur zeitlichen Überlagerung des Signalpulses mit dem Pumpuls im Kristall. Um die zeitliche Überlagerung beider Pulse im laufenden Betrieb zu gewährleisten, wird der verstärkte Puls permanent mit einer Photodiode vermessen. Dazu wird die schwache Transmission durch einen antireflexbeschichteten Umlenkspiegel genutzt. In einem Regelkreis, welcher durch ein LabView-Programm realisiert ist, wird die Signalstärke dann durch Variation der Verzögerungsstrecke fortlaufend optimiert. Der zweite Anteil des Oszillatorpulses wird zur Erzeugung des Pumpulses für die parametrische Verstärkung genutzt. Dies geschieht in einem kompakten CPA-System.

Der Strecker

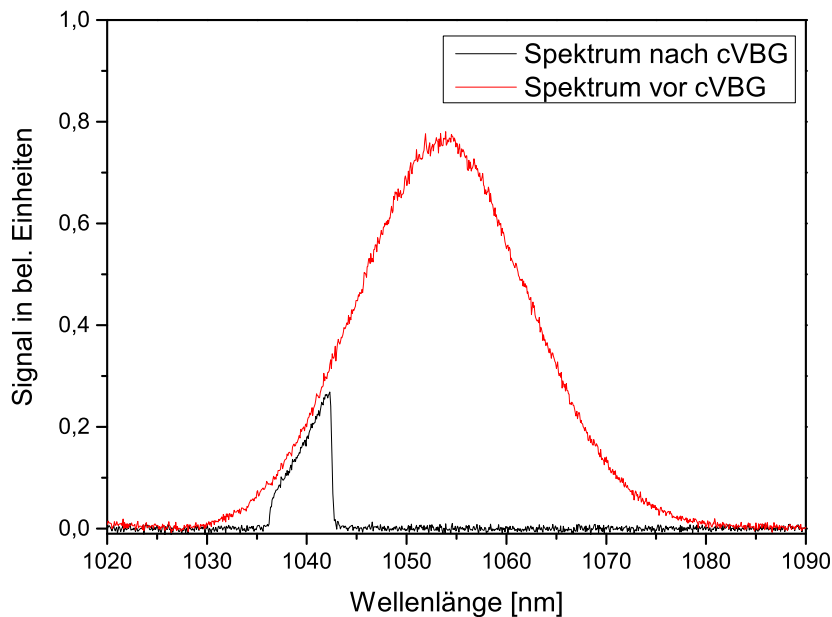


Abb. 4.4.: Spektrum des Oszillatorpulses (rot) und des im cVBG gestreckten Pulses (schwarz). Zur Demonstration der hohen Konversionseffizienz des Streckers im gewählten Wellenlängenbereich wurden beide Spektren nicht relativ zueinander normiert.

Der zu verstärkende Puls wird zunächst zeitlich gestreckt. Im Gegensatz zu konventionellen CPA-Lasern, welche separate auf Beugungsgittern basierende Strecker und Kompressoren verwenden, wird hier ein kompakter Aufbau mit einem chirped Volume Bragg Grating (cVBG) genutzt, das gleichzeitig als Strecker und Kompressor dient [125, 126]. Das cVBG hat eine rechteckige Apertur ($5,0\text{ mm} \times 5,2\text{ mm}$) und eine Länge von 49 mm. Die Streckung entsteht durch Reflexi-

on verschiedener Wellenlängen an unterschiedlichen Ebenen im cVBG. Auf diese Weise wird eine Streckung von 80 ps/nm mit einer Bandbreite von 6 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1039,4 nm erzeugt. Dies resultiert in einer maximalen zeitlichen Dauer des gestreckten Pulses von 480 ps (FWHM). Zur räumlichen Trennung des eingekoppelten und reflektierten Pulses wird eine $\lambda/4$ -Platte in Kombination mit einem Dünnschichtpolarisator genutzt. Durch die zweifache Propagation durch die $\lambda/4$ -Platte erfährt der reflektierte Puls eine Drehung der Polarisation um 90° und kann mit Hilfe des Polarisators vom Eingangsstrahl separiert werden.

In Abbildung 4.4 ist das Spektrum nach dem cVBG (schwarz) zusammen mit dem Spektrum des Oszillatorpulses (rot) dargestellt. Die Messung des extrahierten Spektrums erfolgte nach dem kompletten Strecker bestehend aus Polarisator, $\lambda/4$ -Platte und cVBG, während das Oszillatorspektrum direkt vor dem Polarisator bestimmt wurde. Die Messung zeigt die Konversionseffizienz des Streckers, die im gewählten Wellenlängenbereich nahezu 100 % beträgt. Neben der Kompaktheit des Aufbaus ist dies ein weiterer Vorteil des cVBG gegenüber konventionellen auf Beugungsgittern basierenden Strecker-Kompressor Konfigurationen. Die Zentralwellenlänge des gestreckten Pulses wurde auf die folgenden Verstärker abgestimmt, die Ytterbium als aktives Medium nutzen.

Das Verstärkersystem

Die Verstärkung findet in zwei Phasen statt. Zunächst durchläuft der Strahl einen Faserverstärker und anschließend einen regenerativen Ringverstärker. Beide Komponenten wurden speziell für die Erzeugung eines Pumpulses zur optisch-parametrischen Verstärkung an PHELIX konstruiert. Die Entwicklung erfolgte in einer Kollaboration mit der Friedrich-Schiller-Universität Jena, dem Helmholtz-Institut Jena und dem Instituto de Plasma e Fusao Nuclear-Laboratorio Associado in Lissabon. Neben der kurzen Pulsdauer von 1 ps und einer Pulsenergie im Bereich von mehreren Millijoule waren die Kompaktheit des Aufbaus sowie die Synchronisierung mit dem PHELIX-System mit einer hohen zeitlichen Stabilität zwischen Pump- und Signalpuls die wichtigsten Anforderungen an das Pumplasersystem. Als aktive Medien ermöglichen sowohl Ti:Sa als auch verschiedene Ytterbium-dotierte Medien eine breitbandige Verstärkung bis zu mehreren Millijoule im gewünschten Wellenlängenbereich. Während die Technologie der Ti:Sa basierten Verstärker aktuell sehr gut entwickelt ist, stellt die Verwendung diodengepumpter Ytterbiumverstärker eine kompaktere und kostengünstigere Alternative dar, weshalb diese Technik hier gewählt wurde.

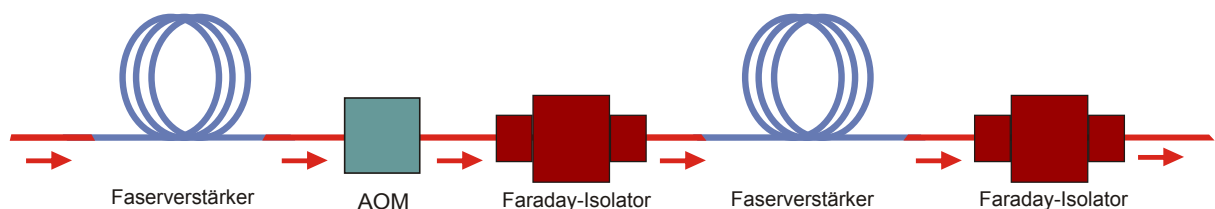


Abb. 4.5.: Schematische Skizze des Faserverstärkers.

Der Aufbau des Faserverstärkers ist in Abb. 4.5 skizziert. Er besteht aus zwei Stufen, welche jeweils einfach durchlaufen werden. Beide Stufen nutzen Ytterbium-dotierte Fasern mit einer Länge von jeweils 120 cm. Gepumpt werden die Fasern durch fasergekoppelte Laserdioden im Dauerstrichbetrieb mit einer Wellenlänge von 976 nm. Die erste Stufe verwendet eine

Einmodenfaser, die mit einer Leistung von 750 mW gepumpt wird. Pump- und Signalstrahl propagieren hier kollinear. In dieser Stufe wird der Eingangsstrahl mit einer mittleren Leistung von 1–2 mW bei einer Repetitionsrate von 72 MHz auf etwa 160 mW verstärkt. Anschließend wird die Repetitionsrate durch einen akustooptischen Modulator (AOM), der mit dem PHELIX-System synchronisiert ist, auf 1 MHz reduziert. Die zweite Stufe nutzt eine polarisationserhaltende sogenannte LMA-Faser (engl. large mode area), die in kontra-propagierender Konfiguration gepumpt wird. Die Pumpleistung beträgt 7 W. Durch zwei Faraday-Isolatoren nach beiden Fasern sind die jeweiligen Verstärkerstufen voneinander isoliert. Nach der zweiten Stufe ergibt sich eine mittlere Leistung von 1 W, was einer Pulsenergie von 1 μ J entspricht.

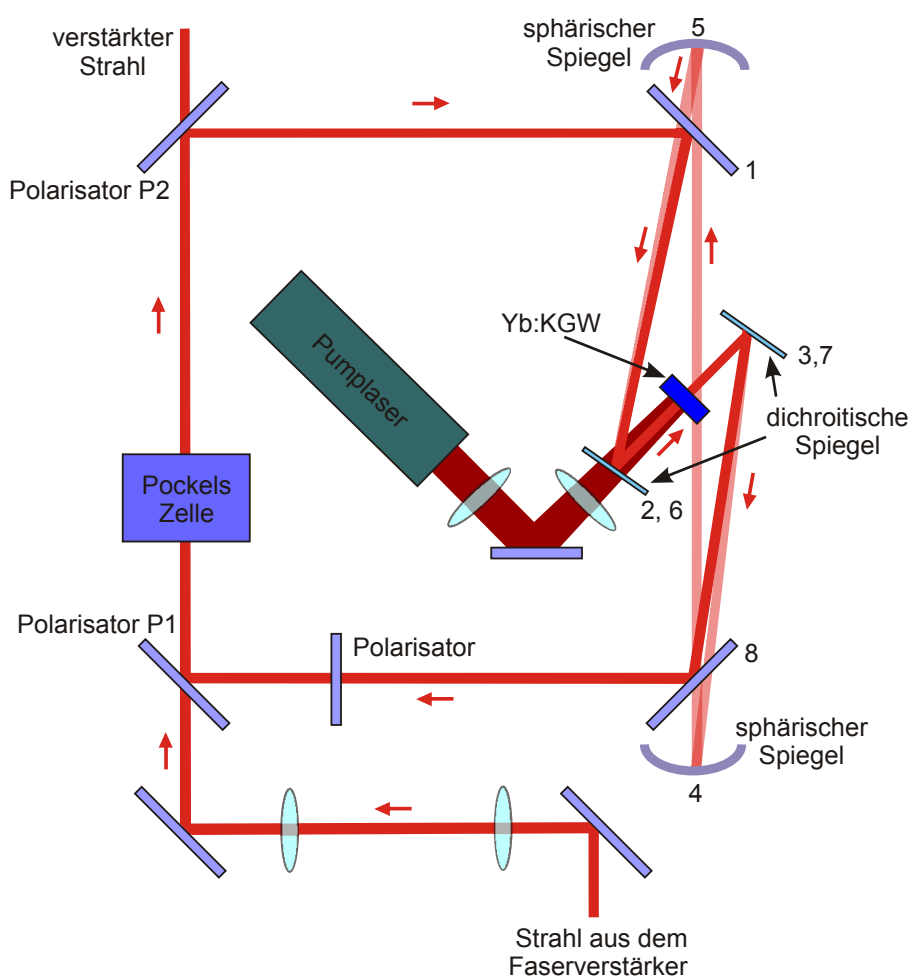


Abb. 4.6.: Schematische Skizze des regenerativen Verstärkers. Die Nummern kennzeichnen die Reihenfolge in welcher der Strahl während eines Resonatorumlaufs auf die entsprechenden optischen Komponenten trifft. Die beiden dichroitischen Spiegel werden dabei jeweils zweifach getroffen.

Die weitere Verstärkung erfolgt in einem regenerativen Ringverstärker (siehe Abb. 4.6), welcher mit einer Repetitionsrate von 10 Hz betrieben wird. Zur Ein- und Auskopplung der Pulse in den Resonator wird eine Pockels-Zelle verwendet, die im passiven Modus als $\lambda/2$ -Platte wirkt und folglich die Polarisation des transmittierten Strahls um 90° dreht, während sie bei angelegter Spannung keine Polarisationsdrehung durchführt. Die Pulse aus dem Faserverstärker sind vertikal

polarisiert und werden somit vom Polarisator P1 transmittiert. Durch die Pockels-Zelle werden alle ankommenden Pulse dann zunächst um 90° in ihrer Polarisation gedreht und können von den folgenden Polarisatoren reflektiert werden. Auf diese Weise vollziehen alle Pulse mindestens einen Umlauf im Resonator. Der zu verstärkende Puls wird dann durch Anlegen einer Spannung an der Pockels-Zelle in der Kavität gehalten, während alle nachfolgenden Pulse in Folge einer weiteren Polarisationsdrehung in der Pockels-Zelle durch P2 transmittiert werden und den Resonator verlassen.

Der Resonatorring hat eine Länge von 4,2 m. Das aktive Medium wird bei jedem Umlauf zweifach durchlaufen. Als Verstärkungsmedium wurden im Rahmen dieser Arbeit alternativ Ytterbium-dotiertes Kaliumgadoliniumwolframat (Yb:KGW) sowie Ytterbium-dotiertes Kaliumyttriumwolframat (Yb:KYW) genutzt. Der Verstärkerkristall ist in einem wassergekühlten Halter befestigt und befindet sich zwischen zwei dichroitischen Spiegeln, die zur Einkopplung der Pumpstrahlung genutzt werden. Als Pumpquelle wird ein kommerzielles Laserdiodenmodul (Lastronics GmbH) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2,4 kW bei einer Wellenlänge von 940 nm genutzt. Mit Hilfe von zwei Linsen und einem Spiegel wird der Pumpstrahl auf den Kristall fokussiert. Abhängig von der gewünschten Ausgangsenergie wird die Sättigung der Verstärkung bei unterschiedlichen Pumpleistungen und verschiedenen Umlaufzahlen im Bereich zwischen 70 und 200 erreicht. Die Auskopplung des verstärkten Pulses geschieht durch Ausschalten der Pockels-Zellen-Spannung. Nach dem Passieren der Pockels-Zelle ist der Puls vertikal polarisiert und kann durch den Polarisator P2 transmittiert werden.

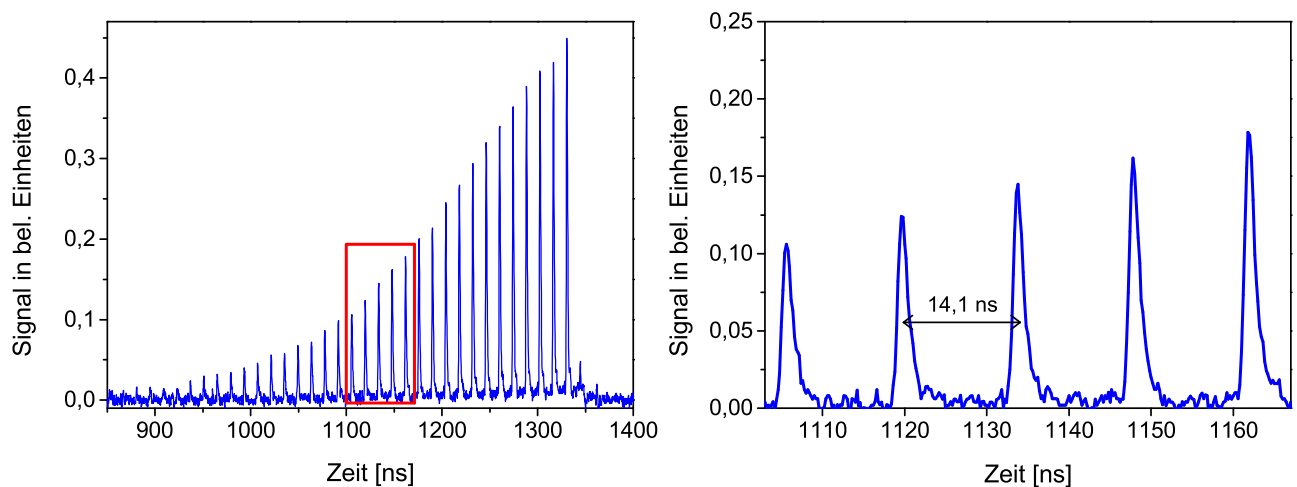


Abb. 4.7.: Messung des verstärkten Pulses bei jedem Umlauf im regenerativen Verstärker für eine Verstärkungszeit von $1,273 \mu\text{s}$ und eine Ausgangsenergie von 10 mJ. Die Messung wurde mit einer Photodiode durchgeführt, welche einen Teil der schwachen Transmission durch einen Polarisator der Verstärkerkavität detektiert. Die rechte Abbildung zeigt eine Vergrößerung des rot umrahmten Ausschnitts der linken Abbildung.

Die korrekte Arbeitsweise des regenerativen Verstärkers wird permanent mit Hilfe einer Photodiode kontrolliert. Diese detektiert einen kleinen Anteil des verstärkten Pulses, der bei jedem Umlauf durch einen Polarisator in der Verstärkerkavität transmittiert wird. Die Messung ist in Abbildung 4.7 für eine Verstärkungszeit von $1,273 \mu\text{s}$ und eine Ausgangsenergie von 10 mJ dargestellt. Sie zeigt das Anwachsen der Pulsenergie mit jedem Umlauf. Für frühe Zeiten ist dieses Anwachsen konstant und entspricht der Kleinsignalverstärkung im Kristall abzüglich der

Verluste in der Kavität. Durch Division zweier aufeinanderfolgender Pulse und Mittelung über mehrere Pulspaare ergibt sich für die Verstärkung pro Umlauf ein Wert von 1,13. Mit zunehmenden Umläufen kommt es zur Sättigung der Verstärkung und der Verstärkungsfaktor nimmt ab. Nach 90 Umläufen ist die Verstärkung vollständig gesättigt und der verstärkte Puls wird ausgekoppelt. Die Erhöhung des letzten Pulses im Vergleich zu den vorherigen Pulsen ist ein Artefakt der Messung und stellt damit nicht die tatsächliche Verstärkung beim letzten Umlauf durch den Resonator dar. Die Messung erlaubt außerdem die Bestimmung der Umlaufzeit im Resonator. Durch Messung des zeitlichen Abstandes zweier Pulse erhält man eine Umlaufzeit von 14,1 ns.

Als zusätzliche Diagnostiken sind eine Kamera, ein Energiemesskopf und ein Spektrometer fest am Ausgang des regenerativen Verstärkers installiert.

Zur Charakterisierung des regenerativen Verstärkers wurde die gesättigte Ausgangsenergie für verschiedene Werte des Pumpdiodenstroms gemessen. Um die Sättigung für einen gegebenen Stromwert zu erreichen, wurde dabei die Anzahl der Umläufe angepasst. Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der Ausgangsenergie (schwarze Quadrate) und die Zahl der Umläufe bis zum Erreichen der Sättigung (blaue Sterne) in Abhängigkeit vom angelegten Pumpdiodenstrom. Im dargestellten Bereich steigt die Energie linear mit dem Pumpstrom. Für einen Strom von 201 A wird eine Pulsenergie von 15 mJ erreicht. Eine weitere Erhöhung des Stroms und somit der Energie ist aufgrund der Zerstörschwelle der optischen Komponenten im regenerativen Verstärker nicht möglich. Für einen höheren Pumpdiodenstrom steigt der Verstärkungsfaktor pro Umlauf und die Sättigung wird somit früher erreicht. Die Anzahl der Umläufe bis zum Erreichen der Sättigung sinkt von 208 für einen Diodenstrom von 156 A auf 74 für einen Strom von 201 A. Die maximale Anzahl an Umläufen ist durch den verwendeten Treiber der Pockels-Zelle, der eine maximale Schaltzeit von etwa 3 μ s erlaubt, auf 215 begrenzt.

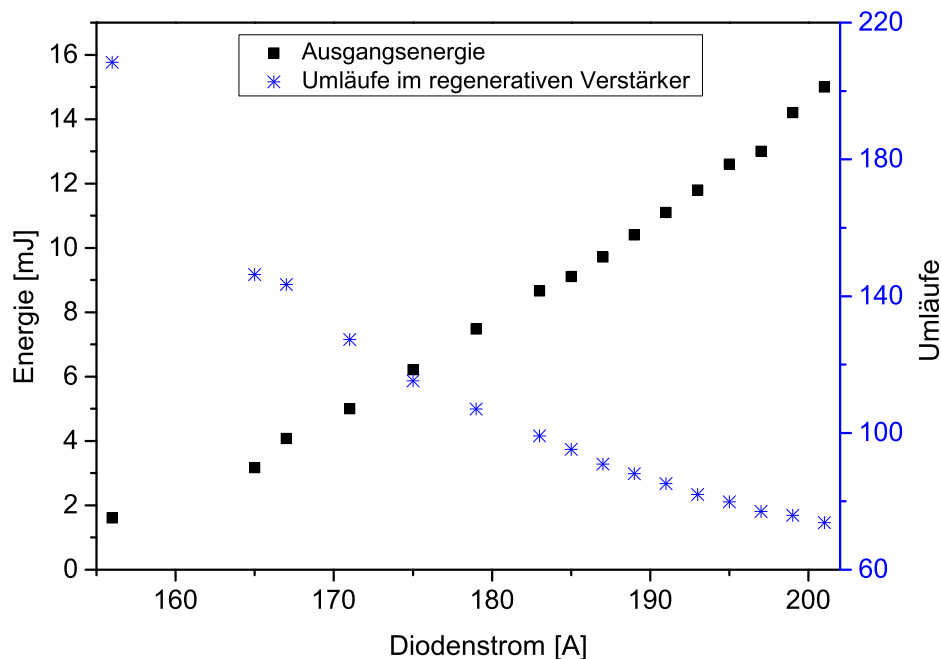


Abb. 4.8.: Gesättigte Ausgangsenergie (schwarze Quadrate) und Zahl der Umläufe bis zum Erreichen der Sättigung (blaue Sterne) in Abhängigkeit vom angelegten Pumpdiodenstrom.

Mittels einer Anordnung aus einem Polarisator und einer $\lambda/2$ -Platte am Ausgang des regenerativen Verstärkers kann die Energie, die zur uOPA-Verstärkung oder für Diagnosezwecke genutzt wird, kontinuierlich variiert werden, ohne dabei die Pumpleistung oder die Anzahl der Umläufe im regenerativen Verstärker verändern zu müssen. Dies erweist sich insbesondere für die parametrische Verstärkung als vorteilhaft, da eine Veränderung der Anzahl der Umläufe zu einer zeitlichen Verschiebung des Pumpulses führen würde, wodurch die Überlagerung von Pump- und Signalstrahl nicht mehr gewährleistet wäre.

Um den verstärkten Strahl als Pumpuls für die parametrische Verstärkung optimal nutzen zu können, ist eine ausreichend hohe Strahlqualität erforderlich. Zur Beurteilung der Strahlqualität wurde die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt, die als Maß für die Abweichung von einem idealen beugungslimitierten gaußschen Strahl dient [127]. Dazu wird der Strahldurchmesser $d(z)$ in Abhängigkeit vom Abstand z zur Strahltaille betrachtet. Dabei ist $d(z)$ definiert als der radiale Abstand zwischen den Stellen im Strahl, bei welchen die Intensität auf das $1/e^2$ -Fache bezüglich des Intensitätsmaximums abgefallen ist. Für einen gaußschen Strahl ist dieser gegeben durch

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (4.1)$$

Dabei ist d_0 der minimale Durchmesser an der Strahltaille und $z_R = \pi d_0^2 / 4\lambda$ ist die Rayleighlänge mit der Wellenlänge λ . Für den gaußschen Strahl ist das Produkt aus Divergenzwinkel $\theta = d_0/z_R$ und dem Durchmesser an der Strahltaille minimal und ergibt sich aus Gl. 4.1 zu

$$d_0 \theta = \frac{4\lambda}{\pi}. \quad (4.2)$$

Abweichungen von diesem minimalen Produkt für nicht ideale Strahlen werden durch den M^2 -Parameter beschrieben

$$d_0 \theta = M^2 \frac{4\lambda}{\pi}. \quad (4.3)$$

Zur Messung der Beugungsmaßzahl wurde der verstärkte Strahl mit einer Linse fokussiert und der Strahldurchmesser $d(z)$ in verschiedenen Abständen zum Fokus mit Hilfe einer CCD-Kamera bestimmt. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Gezeigt ist der gemessene Strahldurchmesser in Abhängigkeit von der relativen Kameraposition. Der Durchmesser nimmt zunächst monoton ab, erreicht bei etwa 35 mm die Strahltaille und nimmt anschließend wieder zu. Für die Quadrate der gemessenen Strahldurchmesser wird folgende Abhängigkeit angenommen, die sich aus Gl. 4.1 ergibt

$$d(z)^2 = d_0^2 + \theta^2 (z - z_0)^2. \quad (4.4)$$

Dabei beschreibt z_0 die Position der Strahltaille. Durch Anpassen eines Polynoms zweiter Ordnung an die quadrierten Messwerte können somit die Parameter d_0 und θ bestimmt werden. Daraus ergibt sich dann entsprechend Gl. 4.3 eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,2 \pm 0,05$. Dieser Wert liegt nahe am idealen Wert von 1 und wird als ausreichend für die parametrische Verstärkung erachtet.

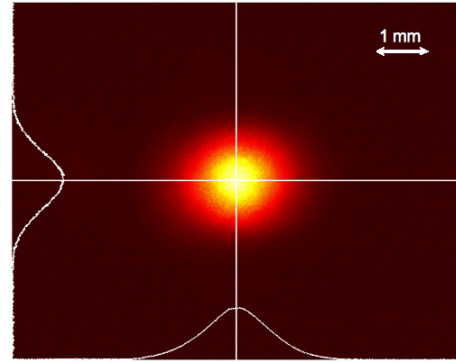
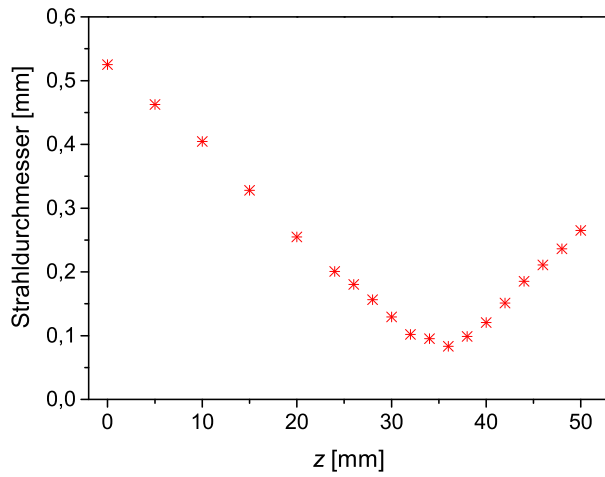


Abb. 4.9.: Messung des Strahldurchmessers ($1/e^2$ -Durchmesser) für verschiedene Abstände von der Strahltaile (links) und Nahfeld des verstärkten Strahls aus dem regenerativen Verstärker (rechts).

Kompression des verstärkten Pulses

Zur Kompression des verstärkten Pulses wird das cVBG in der, verglichen mit der Streckung, entgegengesetzten Richtung genutzt. Ein- und Auskopplung erfolgen auch hier wieder mittels einer $\lambda/4$ -Platte und eines Polarisators. Auf diese Weise wird die Dispersion invertiert, welche vorher während der Streckung generiert wurde. Die zusätzliche Dispersion, die bei der Propagation durch die beiden Fasern sowie den Verstärkerkristall und die Pockels-Zelle im regenerativen Ring erzeugt wurde, kann jedoch nicht durch das cVBG kompensiert werden. Daher ist eine längere Pulsdauer des komprimierten Pulses im Vergleich zu seinem Fourierlimit, das sich aus dem Spektrum ergibt, zu erwarten. In Abbildung 4.10 ist das Spektrum des verstärkten Pulses mit einer Ausgangsenergie von 10 mJ (links) und die gemessene Autokorrelationsfunktion nach dem cVBG (rechts) dargestellt. Die Messung der Autokorrelation erfolgte mit einem Autokorrelator zweiter Ordnung [128].

Die Pulsdauer bestimmt man typischerweise aus der Autokorrelation des Pulses. Unter der Annahme eines idealen gaußförmigen Pulses ergibt sich die Pulsdauer durch Division der Halbwertsbreite der gemessenen Autokorrelationsfunktion durch den Faktor $\sqrt{2}$ [93]. Aufgrund der Abweichung des Spektrums von einer Gaußfunktion ist hier für die zeitliche Amplitude ebenfalls keine Gaußfunktion zu erwarten, weshalb eine direkte Bestimmung der Pulsdauer aus der Autokorrelation nicht möglich ist. Auch das gemessene Spektrum erlaubt keine direkte Bestimmung der Pulsdauer. Der Zusammenhang der komplexen elektrischen Feldamplitude $E(t)$ mit der komplexen spektralen Amplitude $E(\omega)$ ergibt sich durch Fouriertransformation (FT)

$$E(t) = FT[E(\omega)] = FT[E_A(\omega) \exp(i\phi(\omega))] \quad (4.5)$$

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} + \dots \quad (4.6)$$

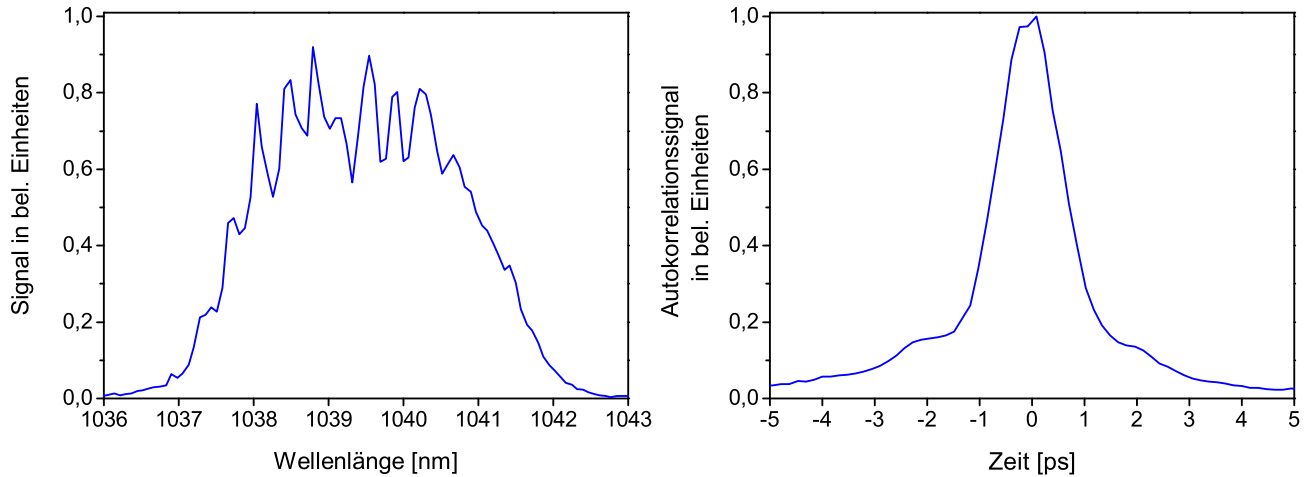


Abb. 4.10.: Links: Spektrum des verstärkten Pulses nach dem regenerativen Ringverstärker für eine Pulsenergie von 10 mJ. Rechts: Autokorrelation des komprimierten Pulses. Die Messung erfolgte mit einem Multipuls-Autokorrelator zweiter Ordnung.

mit der reellen spektralen Amplitude $E_A(\omega)$ und der spektralen Phase $\phi(\omega)$, die wie hier dargestellt in einer Taylorreihenentwicklung um die Trägerfrequenz ω_0 angegeben werden kann [129]. Die Fouriertransformation verknüpft damit die zeitliche Pulsform mit der spektralen Phase. Der konstante Term $\phi(\omega_0)$ bestimmt die Phasengeschwindigkeit der Trägerwelle, der lineare Term $(\omega - \omega_0) \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}$ die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses. Beide definieren damit lediglich die Ausbreitung des Pulses und haben keinen Einfluss auf die zeitliche Pulsbreite. Der quadratische Term dagegen bedingt ein Auseinanderlaufen der im Puls enthaltenen Frequenzen und bewirkt damit eine Verbreiterung des Pulses. Dabei wird der Faktor $\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$ auch als Gruppengeschwindigkeitsdispersion (engl. group velocity dispersion, GVD) bezeichnet. Terme höherer Ordnung bewirken eine Verformung des Pulses, die aber in der Regel lediglich auf der logarithmischen Skala zu beobachten ist. Eine detaillierte Erläuterung der verschiedenen Ordnungen der spektralen Phase ist in [129] gegeben.

Da bei einer Messung des Spektrums nur die spektrale Intensität bestimmt werden kann, erhält man damit lediglich die Amplitude $E_A(\omega)$, nicht aber die spektrale Phase, deren Kenntnis für die Ausführung der Fouriertransformation nötig wäre. Um die Pulsdauer dennoch zu bestimmen und den Einfluss der unkompenzierten Dispersion zu quantifizieren, wurde eine Matlab-Routine entwickelt, die das gemessene Spektrum mit einem quadratischen Phasenterm $\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$ versieht und dabei die GVD in einer Iterationsschleife entsprechend anpasst, um die gemessene Autokorrelation zu reproduzieren. Die Entwicklung dieser Routine erfolgte im Rahmen einer Miniforschung, die von V. Schanz durchgeführt wurde [130].

In der genannten Routine wurde zunächst die GVD auf 0 gesetzt und damit die Fouriertransformierte des Spektrums berechnet. In Abbildung 4.11 ist der auf diese Weise bestimmte Fourier-limitierte Puls (links, schwarz) sowie dessen Autokorrelation (rechts, schwarz) dargestellt. Die entsprechende Pulsdauer beträgt 624 fs (FWHM). Dieser Wert stellt die mit dem gegebenen Spektrum minimal mögliche Pulsdauer dar. Im Folgenden wurde die GVD wie oben erläutert bestimmt. Der mit Matlab bestimmte Puls ist in Abbildung 4.11 (links, rot) gezeigt. Die daraus berechnete Autokorrelation in Abbildung 4.11 (rechts, rot) stimmt innerhalb der Halbwertsbreite

sehr gut mit der gemessenen Autokorrelation (rechts, blau) überein. Die somit bestimmte Pulsdauer beträgt 980 fs (FWHM). Für die entsprechende GVD, die zu einer solchen Verbreiterung des Pulses führt, ergibt sich aus der Simulation ein Wert von $(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ fs}^2$.

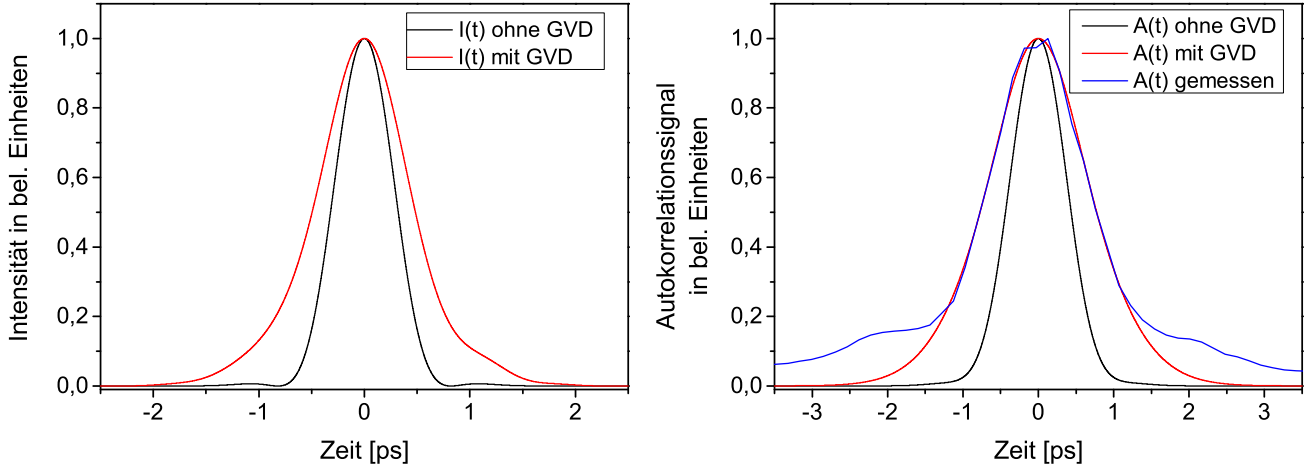


Abb. 4.11.: Intensitäten und Autokorrelationsfunktionen des uOPA Pumpulses mit einer Ausgangsenergie von 10 mJ. Links: Simulierte Intensität $I(t)$ aus der Fouriertransformation des gemessenen Spektrums (siehe Abbildung 4.10) ohne GVD (schwarz) und mit GVD (rot). Die GVD wurde dabei in einer Iterationsschleife optimiert, um die Halbwertsbreite der gemessenen Autokorrelation zu reproduzieren. Rechts: Aus den Intensitäten berechnete Autokorrelationen (schwarz, rot) sowie die gemessene Autokorrelation (blau).

Parallel dazu ist es möglich die GVD für ein bekanntes Material mit Hilfe der empirischen Sellmeier-Gleichungen zu berechnen, welche einen Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex $n(\lambda)$ und der Wellenlänge λ darstellen [131]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{a_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (4.7)$$

mit den materialabhängigen Sellmeier-Koeffizienten a_j und λ_j . Damit ergibt sich die GVD für ein Material der Länge L aus [129]

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = \frac{L \lambda^3}{2 \pi c^2} \frac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial \lambda^2}. \quad (4.8)$$

Im regenerativen Verstärker befinden sich mehrere Materialien, die zur gesamten GVD beitragen: der KGW-Kristall mit einer Länge von 14 mm, der pro Umlauf zweifach durchlaufen wird, ein Polarisator aus Quarzglas mit einer Dicke von 3 mm, der unter einem Winkel von 45° im Strahlengang steht, und die 2 cm lange Pockels-Zelle aus Kaliumdideuteriumphosphat (KD*P). Zudem wird eine Strecke von 4,2 m in Luft durchlaufen. Für die genannten Materialien wurden die spezifischen GVDs pro Meter für eine Wellenlänge von 1040 nm aus den Sellmeier-Gleichungen mit den Sellmeier-Koeffizienten aus [132, 133] berechnet. In Tabelle 4.1 sind die berechneten GVDs, die Längen der entsprechenden Materialien im regenerativen Verstärker und die gesamten

durch die jeweiligen Materialien pro Umlauf erzeugten GVDs zusammengefasst. Daraus ergibt sich eine GVD von 1582 fs^2 pro Umlauf im regenerativen Verstärker. Für eine Gesamtzahl von 91 Umläufen, wie sie für die beschriebene Messung genutzt wurde, erhält man damit eine GVD von $1,44 \cdot 10^5 \text{ fs}^2$. Hinzu kommt die durch den Faserverstärker erzeugte GVD. Der wesentliche Beitrag entsteht hier durch die Propagation durch Fasern aus Quarzglas einer Gesamtlänge von 2,4 m und beträgt $0,44 \cdot 10^5 \text{ fs}^2$. Für das gesamte Verstärkersystem wurde damit eine GVD von $1,88 \cdot 10^5 \text{ fs}^2$ ermittelt.

Material	GVD in fs^2/m	Länge in m	GVD pro Umlauf in fs^2
Luft	16	4,2	67
KGW	44608	$2 \cdot 0,014$	1249
Quarzglas	18240	0,0042	77
KD*P	9436	0,02	189

Tabelle 4.1.: Materialien im regenerativen Verstärker mit den entsprechenden spezifischen GVDs für eine Wellenlänge von 1040 nm, den pro Umlauf durchlaufenen Strecken in den jeweiligen Materialien und die daraus errechneten gesamten GVDs pro Umlauf. Die Werte der spezifischen GVDs wurden aus den Sellmeier-Gleichungen mit den Koeffizienten aus [132, 133] berechnet.

Die Abweichung von 10% vom simulierten Wert liegt im erwarteten Fehlerbereich. Neben dem Fehler des simulierten Wertes, der bereits etwa 10% beträgt, liegen weitere mögliche Fehlerquellen in Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Materialmengen, Fehler in den Sellmeier-Koeffizienten sowie eventuelle zusätzliche Dispersionseffekte bei der Reflexion des Strahls an den Optiken der Verstärkerkavität, die in der beschriebenen Betrachtung nicht berücksichtigt wurden. Darüber hinaus können nichtlineare Effekte, die während der Verstärkung auftreten, ebenfalls zur Beeinflussung der spektralen Phase führen: Berücksichtigt man die durch das B-Integral erzeugte Änderung der spektralen Phase (vgl. Abschnitt 3.1.2) in der beschriebenen Simulation, erhält man eine Übereinstimmung der simulierten und berechneten linearen GVDs bis auf eine Abweichung von 5% [130]. Aufgrund der genannten Fehlerquellen ist der Einfluss dieses Effektes jedoch nicht genauer quantifizierbar.

Betrachtet man die Autokorrelation des Pumpulses auf einer logarithmischen Skala (siehe Abb. 4.12 rechts), so erkennt man ein langsames Abfallen der Kurve im Vergleich zu einer idealen Gaußfunktion. Eine mögliche Ursache könnten Terme höherer Ordnung in der spektralen Phase sein [129]. Diese könnten bei der Streckung oder Komprimierung im cVBG oder bei der Propagation durch Materie während der Verstärkung erzeugt werden. Des Weiteren können spektrale Modulationen zu einer Erhöhung der Intensität außerhalb eines idealen Gaußpulses führen, wie in 3.1 beschrieben wurde. Vergleicht man die Autokorrelationen für verschiedene Pulsenergien mit den entsprechenden Spektren (Abb. 4.12 links und rechts), so ist gleichzeitig ein Anwachsen von spektralen Modulationen sowie eine Zunahme der Intensität in einem Zeitfenster zwischen 5 und 12 Pikosekunden vor und nach dem Intensitätsmaximum zu beobachten. Die Verstärkung der spektralen Modulationen könnte dabei auf nichtlineare Effekte (B-Integral) während der Verstärkung zurückzuführen sein.

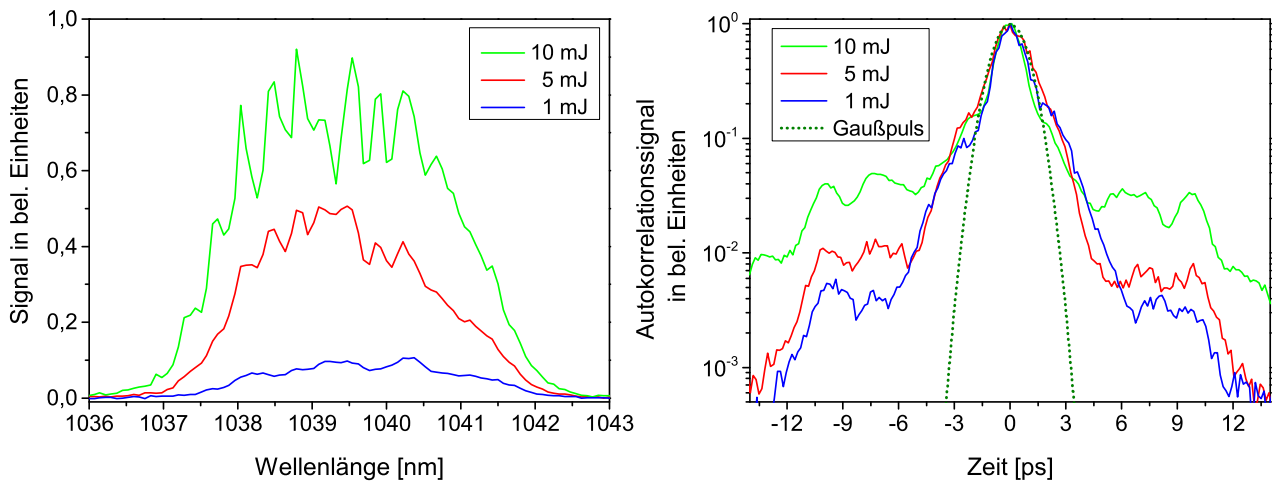


Abb. 4.12.: Links: Spektren des verstärkten Pulses nach dem regenerativen Ringverstärker für verschiedene Pulsenergien. Rechts: Autokorrelationen des rekomprimierten Pulses für verschiedene Pulsenergien aus dem regenerativen Ringverstärker sowie des unverstärkten Pulses aus dem Faserverstärker. Die Messungen erfolgten mit einem Multipuls-Autokorrelator zweiter Ordnung.

Da die parametrische Verstärkung auf einer kürzeren Zeitskala (~ 100 fs) stattfindet, ist hier neben einer geringfügigen Verringerung der für die Verstärkung zur Verfügung stehenden Pump-pulsenergie von keiner Beeinflussung auszugehen.

Zusammenfassend bestätigen die dargestellten Messungen und Simulationen, dass mit dem beschriebenen kompakten CPA-System ein Puls mit Energien von bis zu 15 mJ bei einer Pulsdauer im ps-Bereich erzeugt werden kann. Aus dem Spektrum des verstärkten Pulses ergibt sich eine Fourier-limitierte Pulsdauer von 624 fs (FWHM), während die tatsächliche Pulsdauer auf 980 fs (FWHM) verbreitert ist. Die durch die Optiken im Verstärkersystem erzeugte GVD konnte dabei als Hauptquelle für diese Pulsverbreiterung identifiziert werden. Damit besteht die Möglichkeit durch Kompensation der GVD mittels eines zusätzlichen auf Beugungsgittern basierenden Kompressors einen nahezu Fourier-limitierten Puls zu erlangen. Auf diese Weise könnte die zeitliche Überlagerung des Pumpulses mit dem Signalpuls im uOPA erhöht werden, wodurch eine höhere Konversionseffizienz erreicht werden könnte. Zusätzliche Pulsverbreiterungsmechanismen, die auf nichtlineare Effekte zurückzuführen sind, können auf diese Weise nicht kompensiert werden. Der Anteil solcher Effekte ist jedoch auf $< 10\%$ begrenzt, wie obige Betrachtung zeigt.

Frequenzverdopplung

Zur Nutzung des verstärkten und komprimierten Pulses als Pumpuls für den OPA-Prozess muss dieser frequenzverdoppelt werden. Dies geschieht in einem BBO-Kristall, der sich in einem Abstand von 250 cm von der Strahltaile im regenerativen Verstärker befindet. Aufgrund der natürlichen Divergenz eines gaußschen Strahls beträgt der Strahldurchmesser am Ort des Kristalls 2,9 mm (FWHM). Für eine Pulsenergie von 10 mJ und eine Pulsdauer von 1 ps (FWHM) ergibt

sich damit eine Intensität von 150 GW/cm^2 . Mit Hilfe der Miro-Software [134] wurde dafür eine optimale Kristalllänge von 1,2 mm ermittelt, um die Frequenzverdopplung in Sättigung zu betreiben. Dies hat den Vorteil, dass Puls-zu-Puls-Schwankungen in der Energie der Fundamentalwelle in der frequenzverdoppelten Welle minimiert werden und auf diese Weise eine dauerhaft stabile Verstärkung im folgenden OPA-Prozess gewährleistet ist. Die experimentell ermittelte Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Eingangsenergie wurde dafür mit Hilfe der oben erwähnten $\lambda/2$ -Platte variiert. Die Messung zeigt eine vollständige Sättigung der Frequenzverdopplung bei 7 mJ mit einer Konversionseffizienz von 42 %. Damit steht eine Pulsenergie von ca. 3 mJ für die parametrische Verstärkung zur Verfügung.

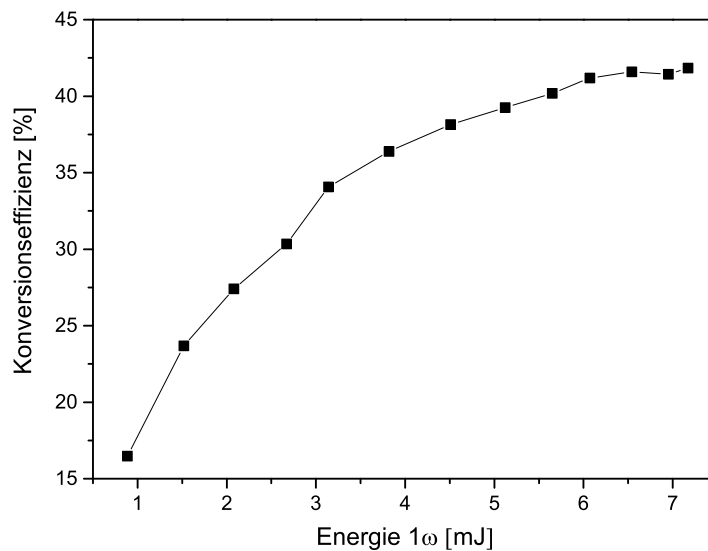


Abb. 4.13.: Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung.

Parametrische Verstärkung

Zur Separation der Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 520 nm von der restlichen Strahlung bei 1040 nm, die nicht im BBO-Kristall konvertiert wurde, werden zwei dichroitische Spiegel genutzt. Der zweite Spiegel dient dabei zusätzlich dazu, Pump- und Signalstrahl zusammenzuführen. Für die optisch-parametrische Verstärkung wird ein BBO-Kristall mit einer Dicke von 2,9 mm verwendet. Um Phasenanpassung zu erzielen, ist hier ein von 0° verschiedener Winkel zwischen Pump- und Signalstrahl erforderlich. Dies hat den zusätzlichen Vorteil, dass sich der genutzte Signalstrahl problemlos von der verbleibenden Pumpstrahlung sowie dem Idlerpuls separieren lässt. Mit Hilfe der Miro-Software wurde ein optimaler Winkel von $1,1^\circ$ für die Phasenanpassung ermittelt.

Die lange optische Wegdifferenz zwischen Pump- und Signalstrahl aufgrund der Propagation des Pumpstrahls durch die Faserverstärker und den regenerativen Ringverstärker führt zu einer zeitlichen Verschiebung zwischen beiden Strahlen. Daher ist die simultane Verwendung eines einzelnen Oszillatorpulses sowohl als Pump- als auch als Signalpuls im uOPA nicht möglich. Aus diesem Grund werden zwei verschiedene Pulse aus dem Oszillator-Pulszug mit 72 MHz mit einem zeitlichen Abstand von $1,2 \mu\text{s}$ genutzt. Dies stellt eine mögliche Quelle für Instabilitäten

des Systems dar, da minimale Schwankungen in der Oszillatorfrequenz die Überlagerung zwischen Signal- und Pumpimpuls beeinträchtigen könnten. Allerdings ist der Oszillator mit einem stabilisierten externen Referenzsignal synchronisiert, wodurch solche Effekte begrenzt werden. Zudem wurden Vibrationseffekte durch einen sehr kompakten Aufbau minimiert.

Einen weiteren positiven Effekt stellt hier der Unterschied in der Pulsdauer von Pumpimpuls (~ 1 ps) und Signalpuls (~ 100 fs) dar, wodurch kleinere zeitliche Schwankungen im Bereich von 100 fs keinen Einfluss auf die Überlagerung beider Pulse haben. Dies konnte durch zeitliches Strecken des Signalpulses mittels eines einfachen Aufbaus basierend auf Dispersionsspiegeln (Details im folgenden Abschnitt) bestätigt werden. Der Signalpuls wurde dabei auf verschiedene Pulsdauern bis zu 0,5 ps gestreckt und anschließend im uOPA verstärkt. Im Spektrum des verstärkten Pulses ergaben sich für eine Pulsdauer um 500 fs starke Puls-zu-Puls-Schwankungen des spektralen Maximums, die durch Schwankungen der zeitlichen Überlagerung erklärbar sind. Für den ungestreckten Puls wurde dagegen ein stabiles Spektrum beobachtet.

Eine weitere Komplikation bei der Überlagerung beider Pulse stellen thermische Effekte im regenerativen Ringverstärker dar. Es konnte ein Aufheizen des Verstärkers im laufenden Betrieb beobachtet werden, wodurch der optische Weg des Pumpimpulses verlängert wird. Dies offenbart sich in einer kontinuierlichen, gerichteten zeitlichen Verschiebung des Pumpimpulses im Laufe eines Tages. Dieser Effekt lässt sich allerdings mit Hilfe des bereits beschriebenen Regelkreises zur Optimierung des verstärkten Signals kompensieren.

Die Verstärkung findet mit einer Frequenz von 10 Hz statt. Nach dem Durchlaufen des BBO-Kristalls besteht der Signalstrahl damit aus einem Pulszug aus unverstärkten Pulsen mit der Repetitionsrate des Oszillators von 72 MHz, welcher die verstärkten Pulse mit der Repetitionsrate von 10 Hz enthält. Eine direkte kalorimetrische Messung der Energie des verstärkten Pulses oder die Bestimmung aus der zeitlich gemittelten Leistung ist daher nicht möglich. Die Energie sowie der Verstärkungsfaktor G_{uOPA} wurden stattdessen mit einer Photodiode und einem Oszilloskop ermittelt. Dabei wurden die Signalamplituden des unverstärkten Oszillatorpulses und des verstärkten Pulses gemessen, wobei der erforderliche hohe dynamische Bereich durch Verwendung von kalibrierten Filtern erreicht wurde. Aus dem Verhältnis beider Amplituden ergibt sich damit der Verstärkungsfaktor. Die Energie des verstärkten Pulses erhält man aus der bekannten Energie des unverstärkten Oszillatorpulses und dem gemessenen Verstärkungsfaktor.

Aus den Gleichungen 3.26 und 3.25 ergibt sich für die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors G_{uOPA} von der Intensität des Pumpimpulses I_{pump} und der Länge des Verstärkerkristalls z der theoretische Zusammenhang

$$G_{\text{uOPA}} = \cosh^2 \left(A \sqrt{I_{\text{pump}}} z \right) \quad (4.9)$$

mit einer Konstanten A , die von den Frequenzen und Brechungsindizes von Pump- und Signalle sowie der Suszeptibilität zweiter Ordnung im BBO-Kristall abhängt.

Abbildung 4.14 (links) zeigt die gemessenen Verstärkungsfaktoren abhängig von der Quadratwurzel der Energie des frequenzverdoppelten Pumpstrahles in einfach logarithmischer Darstellung. Die blaue Linie zeigt die Funktion $f(x) = \cosh^2(4,46x)$, wobei die Konstante zur Anpassung der Kurve an die ersten Messwerte gewählt wurde. In der gewählten Darstellung erkennt man zunächst einen linearen Anstieg des Verstärkungsfaktors, der dem linearen Verlauf der theoretischen Hyperbelkosinus-Funktion entspricht. Für höhere Pumpimpulsenergien wurde ein, von der theoretischen Kurve abweichender, geringerer Verstärkungsfaktor gemessen. Die Abweichung ist damit zu erklären, dass bei der Herleitung von Gl. 3.26 die Annahme einer

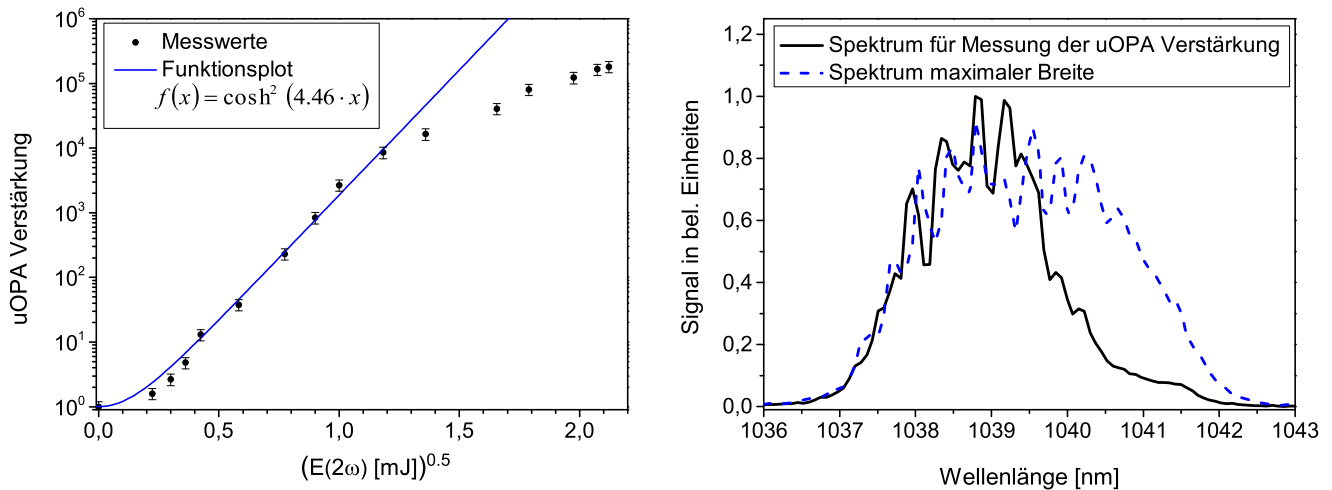


Abb. 4.14.: Links: Verstärkungsfaktor im uOPA abhängig von der Quadratwurzel der frequenzverdoppelten Pumpimpulsenergie. Die blaue Kurve zeigt den theoretischen Verlauf der Verstärkung nach Gleichung 4.9, wobei die Konstante durch Anpassung der Kurve an die ersten Messwerte bestimmt wurde. Die Abweichung der Messwerte für hohe Pumpimpulsenergien ist auf die Grenzen der Gültigkeit des zugrundeliegenden theoretischen Modells zurückzuführen (Erklärung siehe Text). Rechts: Spektrum des Pumpimpulses, das für die Messung des Verstärkungsfaktors genutzt wurde (schwarze durchgezogene Linie). Zum Vergleich ist ein Spektrum mit maximaler Breite gezeigt (blaue gestrichelte Linie), welches durch eine veränderte Strahleinkopplung in den Faserverstärker erzielbar ist.

zeitlich unveränderlichen Pumpimpulsenergie während der Verstärkung gemacht wurde. Für hohe Verstärkungsfaktoren ist jedoch auch die Abnahme der Pumpimpulsenergie zu berücksichtigen, was zu einer Sättigung der Verstärkung führt. Die Messung zeigt, dass dieser Sättigungseffekt ab einer Pumpimpulsenergie von etwa 1,4 mJ relevant wird.

Für eine maximale Pumpimpulsenergie von 4,5 mJ wurde ein Verstärkungsfaktor von $1,8 \cdot 10^5$ erzielt. Dies entspricht einer Energie des verstärkten Pulses von rund 200 μJ. Bei Verwendung dieses Pulses für die weitere Verstärkung im PHELIX-System ist damit ein Absenken des ASE-Niveaus um bis zu 5 Größenordnungen zu erwarten. Eine Messung der Abhängigkeit des ASE-Kontrastes vom Verstärkungsfaktor im uOPA ist in Abschnitt 4.2.2 beschrieben.

In Abbildung 4.14 (rechts, schwarze durchgezogene Linie) ist das Spektrum des Pumpimpulses vor der Frequenzverdopplung gezeigt, das für die beschriebene Messung des Verstärkungsfaktors genutzt wurde. Hier ist besonders die verringerte Bandbreite im Vergleich zu den bisher gezeigten Spektren zu beachten (ein Vergleichsspektrum ist durch die blaue gestrichelte Linie dargestellt). Solche Veränderungen des Spektrums können durch Variation der Strahleinkopplung in den Faserverstärker erreicht werden. Dies ist darin begründet, dass der Ausgangsstrahl des cVBGs leichte räumliche Variationen des spektralen Maximums aufweist. Dieser Effekt, der auf Fehler im cVBG zurückzuführen ist, ermöglicht die Manipulation des verstärkten Spektrums durch Änderung des Einkopplungswinkels in die erste Faser des Faserverstärkers. Es hat sich gezeigt, dass mit dem beschriebenen Aufbau des uOPA der maximale Verstärkungsfaktor mit einer etwas verringerten Bandbreite erzielt wird. Dies ist auf die erwähnte Pulsverbreiterung aufgrund der

GVD im Verstärkersystem zurückzuführen. Dieser Effekt nimmt für eine geringere Bandbreite ab, wodurch kürzere Pulsdauern und damit höhere Pumpintensitäten erreicht werden können.

Zeitliches Strecken des Signalpulses

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben wurde, hat der verstärkte Pumpuls eine zeitliche Breite von rund 1 ps (FWHM), während die spezifizierte Halbwertsbreite des Oszillatorpulses, der als Signalpuls genutzt wird, bei etwa 100 fs liegt. Da auf diese Weise nur ein kleiner Anteil des Pumpulses mit dem Signalpuls überlagert und somit zu dessen Verstärkung beiträgt, ist die Vermutung naheliegend, dass der Verstärkungsfaktor durch eine Anpassung der Signalpulsdauer an den Pumpuls erhöht werden kann. Zur Überprüfung dieser Vermutung wurde der Signalpuls mittels zweier Dispersionsspiegel zeitlich gestreckt. Durch eine spezielle dielektrische Beschichtung bestehend aus mehreren Schichten prägen diese dem Puls bei Reflexion eine negative GVD $\partial^2\phi/\partial\omega^2$ von etwa 1000 fs^2 auf. Wie in [129] gezeigt wird, ergibt sich damit für die Pulsdauer $\Delta\tau$ unter der Annahme eines gaußförmigen Pulsprofils

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\omega}{2} \sqrt{\left(\frac{8\ln(2)}{\Delta\omega^2}\right)^2 + 4\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}\right)^2} \quad (4.10)$$

mit der Frequenzbandbreite $\Delta\omega$.

Um damit eine Streckung auf bis zu mehrere 100 fs zu erreichen, sind mehrere Reflexionen an den Dispersionsspiegeln nötig. Daher wurde ein Aufbau bestehend aus zwei Dispersionsspiegeln verwendet, der eine beliebige Anzahl an Reflexionen zwischen $N = 2$ und $N = 20$ ermöglicht. Daraus resultiert die Pulsdauer

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\omega}{2} \sqrt{\left(\frac{8\ln(2)}{\Delta\omega^2}\right)^2 + 4\left(\frac{\partial^2\phi_0}{\partial\omega^2} - N \frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}\right)^2}. \quad (4.11)$$

Hierbei wurde zudem angenommen, dass der Puls anfänglich eine positive GVD $\partial^2\phi_0/\partial\omega^2$ aufweist, die durch die Propagation durch diverse Optiken erzeugt wird.

Die volle Halbwertsbreite des Frequenzspektrums $\Delta\omega$ wurde aus dem Wellenlängenspektrum aus Abbildung 4.4 bestimmt. Dazu wurde durch Anpassung einer Gaußfunktion die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ ermittelt. Daraus erhält man $\Delta\omega$ mit der Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1054\text{ nm}$ und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda = 3,4 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}. \quad (4.12)$$

Aus Gleichung 4.11 ergibt sich damit eine minimale Pulsdauer (Fourierlimit) für verschwindende GVD von 81 fs.

Um nun eine Zuordnung zwischen der Anzahl der Reflexionen N und der resultierenden Pulsdauer $\Delta\tau$ zu ermöglichen, wurden Autokorrelationsmessungen durchgeführt. Die Autokorrelation des Oszillatorpulses ohne zusätzliche GVD durch die Dispersionsspiegel ist in Abbildung 4.15 links gezeigt. Die Halbwertsbreite der Autokorrelation beträgt 156 fs, was einer Pulsdauer von 110 fs (FWHM) entspricht. Die erhöhte Pulsdauer im Vergleich zum Fourierlimit bestätigt die

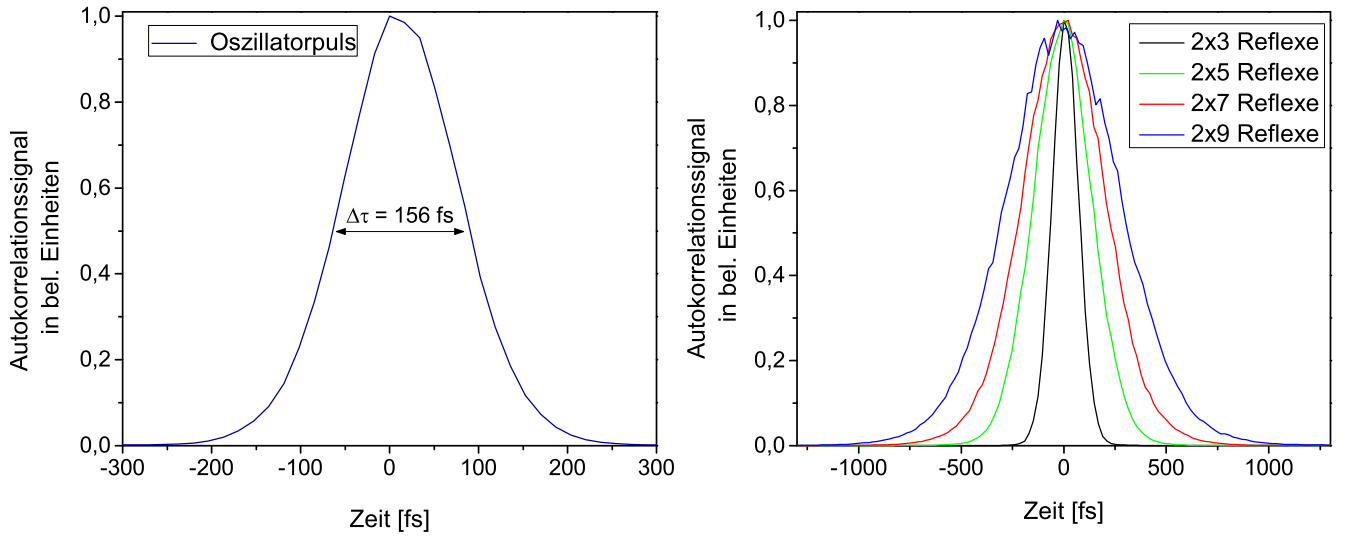


Abb. 4.15.: Links: Autokorrelation des Oszillatortpulses ohne Dispersionsspiegel. Rechts: Autokorrelation des Oszillatortpulses mit Dispersionsspiegel für verschiedene Anzahlen von Reflexionen. Die Messung erfolgte mit einem Multipuls-Autokorrelator zweiter Ordnung.

Vermutung einer nicht verschwindenden Anfangsdispersion $\partial^2\phi_0/\partial\omega^2$. Im Folgenden wurde die Autokorrelationsmessung nach vier unterschiedlichen Anzahlen von Reflexionen durchgeführt. Die Messung, dargestellt in Abbildung 4.15 rechts, zeigt wie erwartet eine Zunahme der Pulsbreite für steigende N . Um daraus einen quantitativen Zusammenhang zu bestimmen, wurden die entsprechenden Pulsdauern in Abhängigkeit von N aufgetragen und eine Funktion der Form 4.11 an die Daten gefittet. Dabei wurde für $\Delta\omega$ der gemessene Wert aus Gl. 4.12 als Konstante vorgegeben und die GVDs $\partial^2\phi_0/\partial\omega^2$ und $\partial^2\phi/\partial\omega^2$ als Fitparameter definiert. Aus dem Fit ergeben sich die GVDs

$$\frac{\partial^2\phi_0}{\partial\omega^2} = (2496 \pm 397) \text{ fs}^2 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2} = (871 \pm 32) \text{ fs}^2. \quad (4.14)$$

Aus den genannten Sellmeier-Gleichungen erhält man beispielsweise für BK7-Glas und eine Wellenlänge von 1054 nm eine GVD von $23262 \text{ fs}^2 \text{ m}^{-1}$. Der Wert aus Gl. 4.13 entspricht damit einer Propagationsstrecke von rund 10 cm in Glas und stellt somit einen realistischen Wert dar. Der Wert aus Gl. 4.14 liegt ebenfalls innerhalb des erwarteten Bereichs der verwendeten Dispersionsspiegel deren GVD auf $1000 (+100 - 200) \text{ fs}^2$ spezifiziert ist.

In Abbildung 4.16 sind die Messdaten (schwarze Quadrate) zusammen mit der resultierenden Fitfunktion (rote Linie) dargestellt. Die Messdaten zeigen keinen Anstieg der Pulsdauer nach 6 Reflexionen verglichen mit der ursprünglichen Pulsdauer. Dies ist auf die anfänglich positive GVD zurückzuführen, welche zunächst durch die negative GVD bei der Reflexion an den Dispersionsspiegeln kompensiert wird. Eine vollständige Kompensation beider Dispersionswerte ist somit zwischen 0 und 6 Reflexionen zu erwarten und wird durch das Minimum der gezeigten Fitfunktion wiedergegeben. Ab einer Anzahl von $N = 6$ steigt die Pulsdauer nahezu linear mit der Anzahl der Reflexionen an. Die maximale Anzahl an Reflexionen ist durch den Strahldurchmesser

und die Größe der Dispersionsspiegel auf $N = 20$ beschränkt. Dafür ergibt sich eine Pulsdauer von 514 fs. Die Messung bestätigt somit, dass durch unterschiedliche Anzahlen an Reflexionen verschiedene diskrete Pulsdauern zwischen 82 fs und 514 fs erreicht werden können.

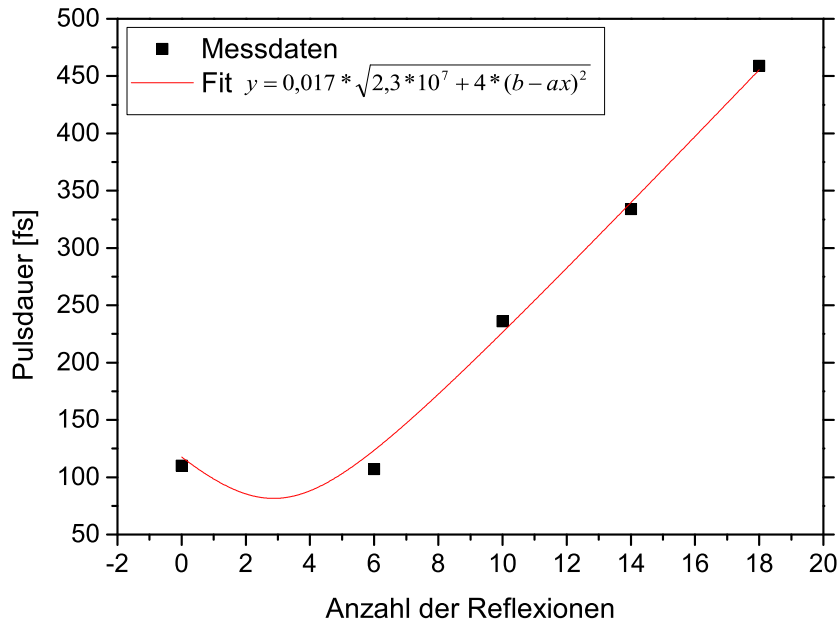


Abb. 4.16.: Pulsdauer (FWHM) des Signalpulses in Abhängigkeit von der Zahl der Reflexionen auf den Dispersionsspiegeln. Die schwarzen Punkte zeigen die mit einem Multipuls-Autokorrelator zweiter Ordnung gemessenen Werte. Die rote durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Messwerte entsprechend Gleichung 4.11 dar.

Die Dispersionsspiegel wurden nun genutzt, um die Verstärkung des Signalpulses im uOPA für verschiedene Signalpulsdauern zu messen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Ausgehend von einem Verstärkungsfaktor von $3,2 \cdot 10^4$ für den ungestreckten Puls steigt der Verstärkungsfaktor auf einen maximalen Wert von $6,6 \cdot 10^4$ für eine Pulsdauer von 280 fs. Bei einer weiteren Erhöhung der Pulsdauer bleibt der Verstärkungsfaktor nahezu konstant bis zu einer Pulsdauer von 455 fs. Für 514 fs wurde eine Verringerung des Verstärkungsfaktors auf $4,7 \cdot 10^4$ beobachtet. Berücksichtigt man, dass es bei der Frequenzverdopplung des Pumpulses zu einer Verringerung der Pulsdauer kommt, erscheint es hier als naheliegend, dass dieser verringerte Verstärkungsfaktor auf eine geringere zeitliche Überlagerung des Signalpulses mit dem Maximum des Pumpulses zurückzuführen ist.

Bei der beschriebenen Messung handelt es sich um eine Testmessung, die lediglich der Demonstration der Erhöhung des Verstärkungsfaktors diente. Aufgrund der genannten Instabilitäten des spektralen Maximums bei der Verstärkung des gestreckten Signalpulses wurde bisher auf eine feste Integration der Dispersionsspiegel in das System verzichtet. Dennoch zeigt die Messung das Potential, den Verstärkungsfaktor durch Anpassung der Pulsdauern von Signal- und Pumpuls zu optimieren. Dies könnte neben der Streckung des Signalpulses auch durch Komprimierung des Pumpulses geschehen. Wie ebenfalls gezeigt wurde, entspricht die zeitliche Dauer des Pumpulses aufgrund von nicht kompensierter GVD nicht dem Fourierlimit. Durch einen zusätzlichen

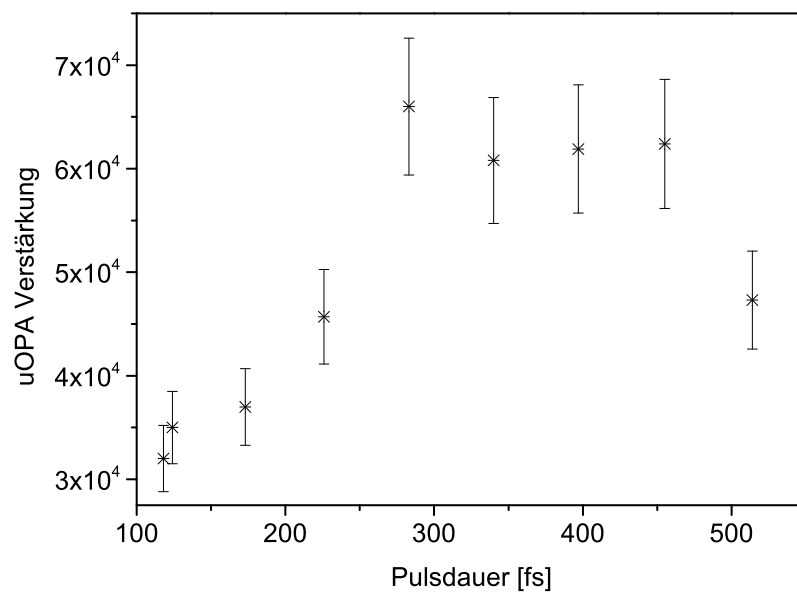


Abb. 4.17.: uOPA-Verstärkung in Abhängigkeit von der Pulsdauer (FWHM) des Signalpulses. Die unterschiedlichen Pulsdauern wurden durch verschiedene Anzahlen von Reflexionen an Dispersionsspiegeln erzeugt.

Kompressor könnte daher eine Verringerung der Pumpulsdauer und damit eine Erhöhung des Verstärkungsfaktors erzielt werden.

4.2.2 Kontrolle des ASE-Kontrastes

Der verstärkte Signalpuls des uOPA wird nun in den Strecker und anschließend in die beiden regenerativen Verstärker des PHELIX-Systems geleitet. Aufgrund der erhöhten Energie verglichen mit dem unverstärkten Oszillatorpuls kann der Verstärkungsfaktor im linearen regenerativen Verstärker entsprechend verringert werden. Die Energie am Frontendausgang bleibt dabei unverändert bei etwa 20 mJ. Die Verringerung des Verstärkungsfaktors geschieht durch Reduktion der Energie des Pumplasers mittels einer Anordnung aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisator. Da im uOPA keine ASE entsteht und die ASE aus den regenerativen Verstärkern proportional zum angelegten Verstärkungsfaktor ist, ist auf diese Weise eine Reduktion des ASE-Niveaus mit steigendem Verstärkungsfaktor im uOPA zu erwarten.

Zur Überprüfung dieser These wurden Kontrastmessungen nach dem Testkompressor (vgl. Abb. 4.1) durchgeführt. Auf dieser Stufe beträgt die Repetitionsrate des Systems 10 Hz bei Pulsenergien im mJ-Bereich. Somit kann für die Kontrastmessung ein Multipuls-Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies) genutzt werden, der sich vor allem durch einen hohen dynamischen Bereich von etwa 10–11 Größenordnungen auszeichnet (vgl. Abschnitt 3.2). Da die regenerativen Verstärker als Hauptquelle für ASE identifiziert wurden und die ASE von Vor- und Hauptverstärker vernachlässigbar ist, gilt diese Messung als repräsentativ für das gesamte PHELIX-System.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Messung erstreckt sich über einen Bereich von -425 ps (vor dem Maximum) bis 175 ps (nach dem Maximum), entsprechend dem maximalen Messbereich des verwendeten Autokorrelators. Die jeweiligen Kurven wurden relativ zueinander normiert. Um dabei leichte Schwankungen des Intensitätsmaximums zwischen den jeweiligen Messungen zu berücksichtigen, wurde die Normierung durch Überlagerung der Anstiegsflanken der Kurven im einstelligen ps-Bereich erzielt. Diese Art der Normierung ist gerechtfertigt, da durch den uOPA keine Beeinflussung der Lage und Steigung der Anstiegsflanke zu erwarten ist.

Messung **a** wurde mit blockiertem Pumpuls im uOPA durchgeführt und zeigt somit den Kontrast des herkömmlichen PHELIX-Systems. Zu erkennen ist ein konstantes Plateau auf der 100 ps-Zeitskala sowohl vor als auch nach dem Maximum, welches auf ASE zurückzuführen ist. Dieses Plateau befindet sich bei einem Intensitätsniveau von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ bezogen auf das Maximum und entspricht somit typischen Werten für CPA-Laser ohne zusätzliche kontrastverbessernde Komponenten [20]. Die Anstiegsflanke (kohärenter Kontrast) tritt bei etwa -30 ps aus dem ASE-Niveau hervor und verläuft symmetrisch um das Intensitätsmaximum. Des Weiteren ist noch ein komprimierter Vorpuls bei -220 ps mit einer Intensität von 10^{-5} bezüglich des Maximums zu erkennen.

Im Folgenden wurde nun die ASE für verschiedenen Verstärkungsfaktoren im uOPA gemessen. Beginnend mit einem Verstärkungsfaktor von 2,2 (Kurve **b**) wurde dieser stufenweise um Faktoren von ungefähr 10 erhöht. Die Messung zeigt dabei ein Absenken des ASE-Niveaus mit steigendem Verstärkungsfaktor. Für einen Wert von $2,2 \cdot 10^4$ (Kurve **f**) wird ein ASE-Niveau unterhalb von 10^{-10} erreicht. Obwohl dieser Faktor noch nicht der maximalen Verstärkung entspricht, die mit dem uOPA erreichbar ist, wurden keine weiteren Messungen durchgeführt, da das erreichte ASE-Niveau bereits im Bereich des Detektorrauschens liegt. Für den maximalen ASE-Kontrast (Kurve **f**) startet die Anstiegsflanke bei etwa -140 ps aus dem ASE-Rauschen.

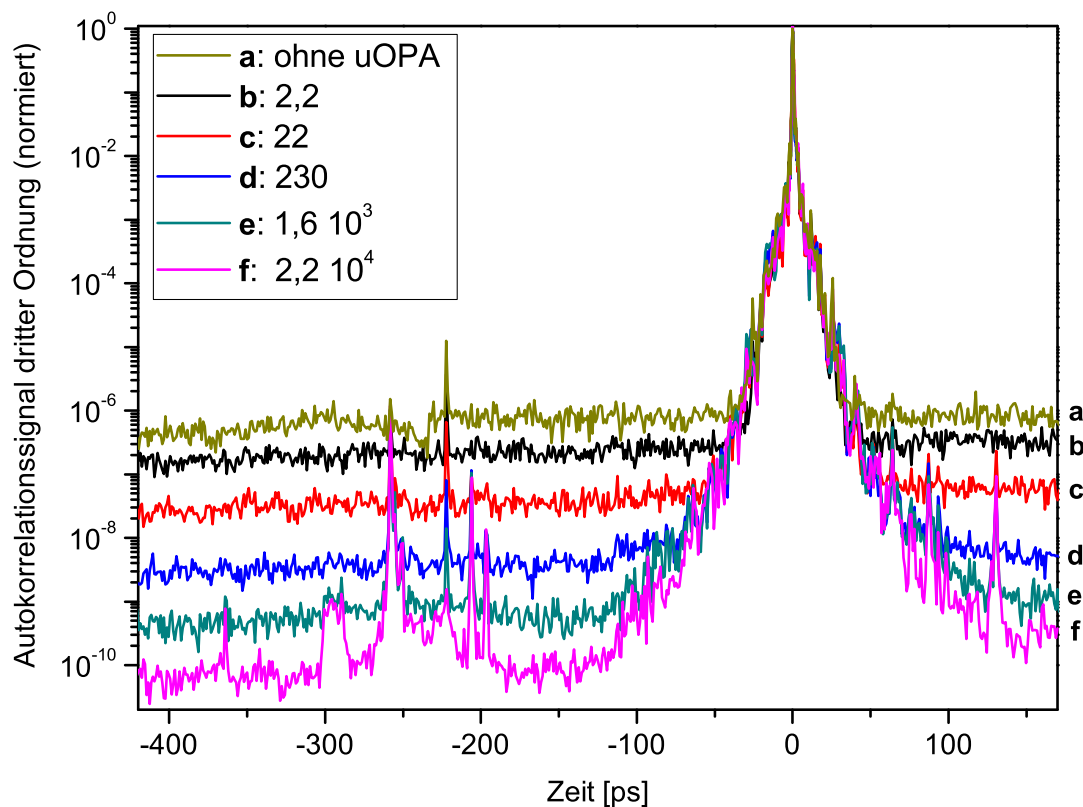


Abb. 4.18.: Kontrastmessung mit einem Multipuls-Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies). Die verschiedenen Kurven (a – f) wurden für verschiedene Verstärkungsfaktoren im uOPA aufgenommen. Kurve a wurde ohne Pumpimpuls im uOPA gemessen. Für jeden Verstärkungsfaktor wurde die Verstärkung im linearen regenerativen Verstärker so angepasst, dass die Ausgangsenergie des Gesamtsystems konstant bleibt.

Zusätzlich zeigt die Messung diverse Vorpulse, die entsprechend ihres Ursprungs in zwei Kategorien eingeteilt werden können: Vorpulse, die ihren Ursprung vor dem uOPA haben, werden in diesem nicht verstärkt und werden daher proportional zum angelegten Verstärkungsfaktor unterdrückt. Ein Beispiel stellt der Vorpuls bei -220 ps dar, der bei maximalem Verstärkungsfaktor einen Kontrast von 10^9 erreicht und somit um 4 Größenordnungen verglichen mit der Messung ohne uOPA verringert wurde. Vorpulse, die nach dem uOPA entstehen, werden dagegen durch diesen nicht beeinflusst und müssen daher separat betrachtet werden. Insbesondere werden durch das niedrige ASE-Niveau Vorpulse sichtbar, welche aufgrund ihrer geringen Intensität mit dem herkömmlichen Kontrast ohne uOPA nicht von dem ASE-Niveau zu unterscheiden waren. Eine detaillierte Behandlung der Vorpulse erfolgt in Abschnitt 4.3.

Während der Autokorrelator (Sequoia) eine Messung mit hohem dynamischen Bereich ermöglicht und zudem eine zeitliche Auflösung im sub-ps-Bereich erlaubt, ist der eingeschränkte Messbereich von etwa 600 ps ein entscheidender Nachteil, da auf diese Weise die zeitliche Ausdehnung des ASE-Plateaus nicht erfasst werden kann. Um diese dennoch zu bestimmen, wurde eine weitere Messung mit einer Photodiode durchgeführt, die mit einem Oszilloskop ausgelesen wurde. Der damit erzielte dynamische Bereich ist nicht ausreichend, um eine simultane Messung

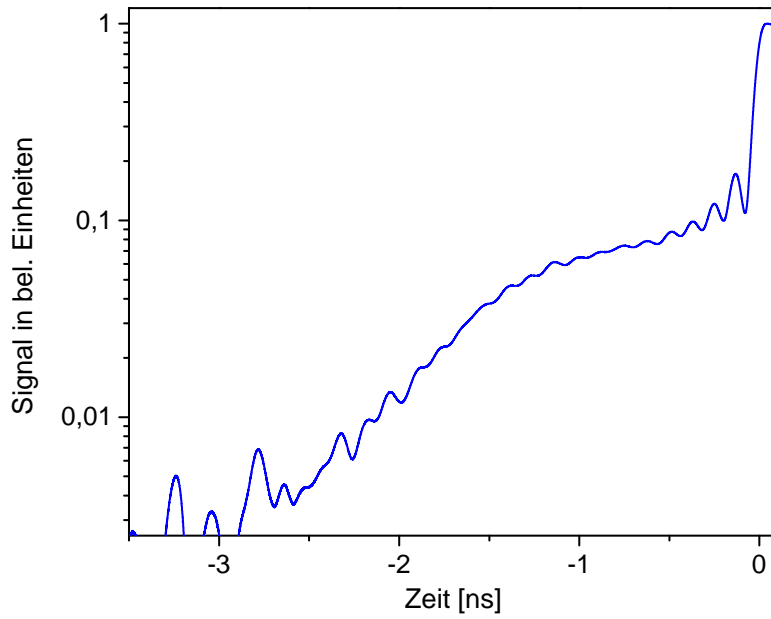


Abb. 4.19.: Messung der Ausdehnung des ASE-Plateaus. Die Messung erfolgte mit einer Photodiode, wobei das Intensitätsmaximum zur Übersättigung der Photodiode führte. Um ein detektierbares ASE-Signal zu erhalten, wurde die Messung ohne uOPA durchgeführt. Für das System mit uOPA ist eine äquivalente zeitliche Ausdehnung der ASE zu erwarten.

des Intensitätsmaximums und der ASE zu ermöglichen. Zur Detektion der ASE wurde daher eine Eingangsintensität gewählt, bei der das Intensitätsmaximum die Sättigungsschwelle der Photodiode um mehrere Größenordnungen überschreitet. Durch zusätzliche Aufintegration mehrerer Pulse ist es möglich, die ASE getrennt vom Rauschniveau des Detektors darzustellen und dabei mit der Maximalintensität unterhalb der Zerstörschwelle der Photodiode zu bleiben.

Die Messung, die ohne den uOPA durchgeführt wurde, ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Sie dient lediglich der Bestimmung der zeitlichen Ausdehnung der ASE. Details des Pulsprofils, wie beispielsweise komprimierte Vorpulse im ps-Bereich, werden aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung der Messung nicht wiedergegeben. Das Maximum befindet sich bei 0 ns. Man erkennt ein Ansteigen der ASE aus dem Rauschniveau bei etwa $-2,5$ ns, das bei $-1,5$ ns abflacht und in ein Plateau übergeht. Die Oszillationen mit wachsender Amplitude, die ab $-0,5$ ns beginnen, sind auf die Übersättigung der Photodiode zurückzuführen und sind somit ein reiner Effekt der Messung.

Im Folgenden soll nun die Abhängigkeit des ASE-Niveaus vom Verstärkungsfaktor im uOPA (G_{uOPA}) bzw. im linearen regenerativen Verstärker (G_{linR}) mit Hilfe der Messung aus Abb. 4.18 quantitativ untersucht werden. Ohne uOPA beträgt der Verstärkungsfaktor im linearen regenerativen Verstärker $G_{\text{linR}} = 10^7$. Mit steigender Verstärkung im uOPA wurde G_{linR} verringert, um die Gesamtverstärkung $G_{\text{uOPA+linR}}$ des Systems bestehend aus uOPA und linearem regenerativen Verstärker konstant zu halten. Für die Gesamtverstärkung folgt daher

$$G_{\text{uOPA+linR}} = G_{\text{uOPA}} \cdot G_{\text{linR}} = 10^7. \quad (4.15)$$

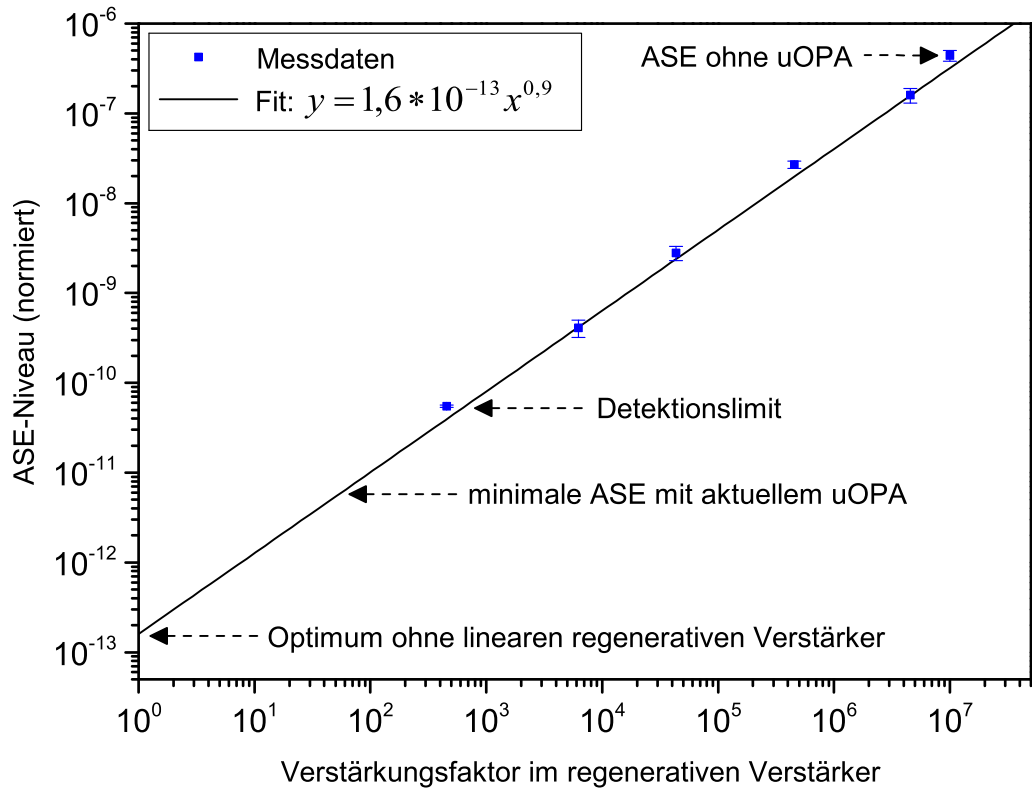


Abb. 4.20.: ASE-Niveau normiert auf das Intensitätsmaximum in Abhängigkeit von dem Verstärkungsfaktor im linearen regenerativen Verstärker für eine konstante Gesamtverstärkung des Systems aus uOPA und regenerativem Verstärker. Die blauen Punkte stellen die aus Abbildung 4.18 bestimmten Messwerte dar. Die durchgezogene Linie zeigt eine Potenzfunktion, die durch Fit an die Datenpunkte ermittelt wurde.

Die Höhe der ASE-Niveaus aus Abbildung 4.18 wurde nun bestimmt und über G_{linR} , welches sich aus dem gemessenen G_{uOPA} gemäß Gleichung 4.15 ergibt, aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.20 in doppeltlogarithmischer Darstellung gezeigt. Die Graphik zeigt einen linearen Verlauf der Messwerte, was eine Potenzfunktion als funktionalen Zusammenhang beider Größen nahelegt. Durch Anfitzen einer Funktion der Form $y = a \cdot x^b$ mit den Fitparametern a und b an die Messwerte ergibt sich der Zusammenhang zwischen der normierten ASE-Intensität I_{ASE} und G_{linR}

$$I_{\text{ASE}} = (1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-13} \cdot G_{\text{linR}}^{0,9 \pm 0,03}. \quad (4.16)$$

Die Potenz ist mit 0,9 nahezu 1 und bestätigt somit ein annähernd lineares Anwachsen der ASE mit steigendem Verstärkungsfaktor im regenerativen Verstärker (vgl. Abschnitt 3.1.3).

Mit Hilfe von Gleichung 4.16 kann nun durch Extrapolation das bei maximaler Verstärkung im uOPA erreichbare ASE-Niveau bestimmt werden, welches aufgrund des Detektionslimits des Messgerätes (Sequoia) nicht durch eine direkte Kontrastmessung ermittelt werden konnte. Mit dem beschriebenen Aufbau des uOPA wurde ein maximaler Verstärkungsfaktor von $1,85 \cdot 10^5$ gemessen. Mit den Gleichungen 4.15 und 4.16 ergibt sich daraus ein minimal erreichbares ASE-Niveau von $(6 \pm 2) \cdot 10^{-12}$. Für Intensitäten zwischen 10^{20} W/cm^2 und 10^{21} W/cm^2 , wie sie typischerweise bei Experimenten an PHELIX erreicht werden, ist folglich das ASE-Niveau

geringer als 10^{10} W/cm^2 und liegt somit unterhalb der Zerstörschwelle der meisten Materialien. Insbesondere Targets aus diamantähnlichem Kohlenstoff (engl. diamond-like carbon, DLC) oder Plastik, welche bei der Untersuchung neuer Mechanismen zur Laser-Ionenbeschleunigung Anwendung finden, werden durch dieses ASE-Niveau nicht ungewollt zerstört.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass durch Abstimmen der Verstärkung zwischen dem uOPA und dem folgenden linearen regenerativen Verstärker beliebige ASE-Niveaus von einem für CPA-Laser typischen Wert von $4,4 \cdot 10^{-7}$ bis zu einem minimalen Wert von $6 \cdot 10^{-12}$ möglich sind. Dies ist insbesondere für ein Lasersystem wie PHELIX, das ein breites Spektrum an Anwendungen mit unterschiedlichen Anforderungen an den zeitlichen Kontrast aufweist, von großem Vorteil.

Außerdem zeigt die Messung, dass das Konzept der Kontrastverbesserung durch parametrische Verstärkung mit einer Pumpimpulsdauer im ps-Bereich auf höhere Verstärkungsfaktoren und somit niedrigere ASE-Niveaus skalierbar ist. Extrapoliert man die Fitkurve in Abbildung 4.20 bis zu einem Verstärkungsfaktor von 1 im linearen regenerativen Verstärker, so erhält man ein ASE-Niveau von $(1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$. Dies entspricht dem Fall, dass die komplette Verstärkung von 10^7 durch den uOPA erreicht wird. Solche Verstärkungen könnten mit größeren cVBGs und mit Laserdioden-gepumptem Ytterbium-Verstärkern auf dem Joule-Level, wie sie aktuell erhältlich sind, realisiert werden. Bereits durch leichte Modifikation des bestehenden Aufbaus ist eine weitere Reduktion der ASE um bis zu einer Größenordnung denkbar. Wie in Abschnitt 4.2.1 gezeigt wurde, beginnt die Sättigung der parametrischen Verstärkung bereits ab einer Pumpenergie von etwa 1,4 mJ. Somit kann die volle Pumpenergie, die durch das Verstärkersystem zur Verfügung gestellt wird, aktuell nicht optimal genutzt werden. Eine Optimierung ist durch eine zweite Verstärkerstufe in einem weiteren BBO-Kristall denkbar, welche aktuell in Planung ist. Zudem wurde gezeigt, dass sich durch die Anpassung der Pulsdauern von Signal- und Pumpimpuls der Verstärkungsfaktor bereits um einen Faktor 2 erhöhen lässt.

4.3 Eliminierung der Vorpulse

Die Zielsetzung eines ausreichenden Kontrastes, um in Laser-Plasma-Experimenten die Ionisation des Targets bis auf wenige 10 ps vor dem Eintreffen des Hauptpulses zu verhindern, erfordert neben der Absenkung des ASE-Niveaus auch die Eliminierung komprimierter Vorpulse, welche im PHELIX-Laser Intensitätsniveaus von bis zu 10^{-3} bezüglich des Maximums aufweisen. Das Absenken des ASE-Niveaus mit Hilfe des uOPA lässt außerdem Vorpulse sichtbar werden, die vorher aufgrund ihrer niedrigen Intensität nicht getrennt von der ASE beobachtet werden konnten. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, kann man zwischen Vorpulsen unterscheiden, welche ihren Ursprung vor dem uOPA haben und solchen, die auf einer späteren Stufe der Verstärkerkette erzeugt werden. Da Erstere im uOPA aufgrund der kurzen Pumpimpulsdauer nicht verstärkt werden, lassen sich diese durch die Verschiebung der Gesamtverstärkung vom linearen regenerativen Verstärker hin zum uOPA unterdrücken. Vorpulse, die nach dem uOPA entstehen, erfordern dagegen eine separate Behandlung.

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Kontrastmessung (vgl. Abbildung 4.18) wurde im Januar 2013 bereits nach der Eliminierung bestimmter Vorpulse durchgeführt. Erste Messungen mit verringertem ASE-Niveau zeigten eine Vielzahl an Vorpulsen, wie eine Kontrastmessung vom Februar 2012 (Abbildung 4.21) erkennen lässt. Besonders der Bereich zwischen 200 ps und 250 ps vor dem Maximum (vgl. vergrößerte Darstellung dieses Bereiches in Abbildung 4.21 rechts) weist zahlreiche Vorpulse auf, die im Folgenden betrachtet werden sollen. Um in der folgenden Beschreibung auf die jeweiligen Vorpulse Bezug zu nehmen, wurden diese in Abbildung 4.21 durchnummeriert.

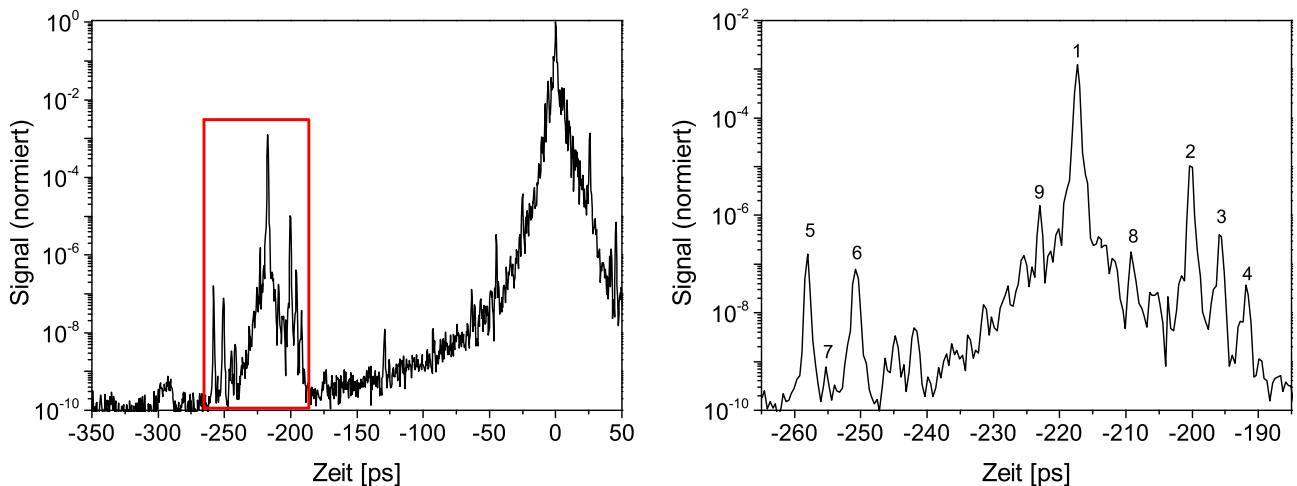


Abb. 4.21.: Kontrastmessung mit einem Multipuls-Autokorrelator dritter Ordnung (Sequoia, Amplitude Technologies) vom Februar 2012. Die Messung wurde mit maximalem Verstärkungsfaktor im uOPA und vor der Anwendung von Maßnahmen zur Vorpulseeliminierung durchgeführt. Das Pulsprofil ist auf das Intensitätsmaximum normiert. Die rechte Abbildung zeigt eine vergrößerte Darstellung des rot eingerahmten Bereiches (von -265 ps bis -185 ps) der linken Abbildung. Um auf die jeweiligen Vorpulse Bezug nehmen zu können, wurden diese nummeriert.

In Abschnitt 3.1.2 wurde beschrieben, dass die Hauptursache solcher Vorpulse im Bereich weniger 100 ps in Nachpulsen begründet ist, die durch doppelte Reflexionen an Optiken ent-

stehen und in Kombination mit nichtlinearen Effekten in der Verstärkerkette zur Erzeugung von Vorpulsen führen können. Der zeitliche Abstand des Vorpulses vom Intensitätsmaximum ist dabei durch den Laufzeitunterschied gegeben, was es ermöglicht die verantwortlichen optischen Komponenten aufgrund ihrer Dicke zu identifizieren.

Besonders ausgeprägt ist Vorpuls Nummer 1. Mit einem Kontrast von 10^3 kann dieser bei maximalen Intensitäten von über 10^{20} W/cm^2 nicht nur zur Erzeugung eines Vorplasmas führen, sondern bereits relativistische Plasmaeffekte hervorrufen und damit die durchgeführten Experimente entscheidend beeinflussen. Der zeitliche Abstand von 217 ps entspricht dabei einer optischen Dicke von etwa 3,3 cm, wie sie beispielsweise von Pockels-Zellen im PHELIX-Frontend erreicht wird. Zudem lässt die Höhe des Vorpulses aufgrund des erforderlichen B-Integrals vermuten, dass die Erzeugung des korrespondierenden Nachpulses zu einem frühen Zeitpunkt in der Verstärkerkette stattfindet. Einen qualitativen Hinweis auf den B-Integral-Effekt liefert die in Abbildung 4.22 dargestellte Kontrastmessung, welche ohne uOPA durchgeführt wurde. Bei der rot gestrichelten Kurve wurde der Verstärkungsfaktor im regenerativen Verstärkerring im Vergleich zur Referenzmessung (schwarze durchgezogene Kurve) verringert. Auf diese Weise wurde eine niedrigere Ausgangsenergie und insbesondere ein verringertes B-Integral im Verstärker erzielt. Die Messwerte wurden auf das Kontrastniveau des Vorpulsmaximums der Referenzmessung normiert. Die Reduktion des B-Integrals zeigt keine Beeinflussung der Vorpulshöhe. Im Folgenden wurde nun zusätzlich der Verstärkungsfaktor im linearen regenerativen Verstärker verringert. In der entsprechenden Messung (blaue durchgezogene Linie) ist die Vorpulsintensität um über zwei Größenordnungen gesunken, sodass dieser nicht mehr getrennt vom ASE-Niveau detektiert werden kann. Das verringerte ASE-Niveau bei dieser Messung könnte auf eine verbesserte Einkopplung des Strahls in den linearen regenerativen Verstärker, die zwischen den Messungen optimiert wurde, sowie verschwindende Sättigungseffekte aufgrund des niedrigeren Verstärkungsfaktors zurückzuführen sein. Dieser Effekt ist allerdings wesentlich geringer als der Einfluss auf den Vorpuls. Die Messung ist somit ein weiterer Hinweis darauf, dass Vorpuls 1 auf einen B-Integral-Effekt in einer frühen Stufe während der Verstärkung (vor dem regenerativen Verstärkerring) zurückzuführen ist.

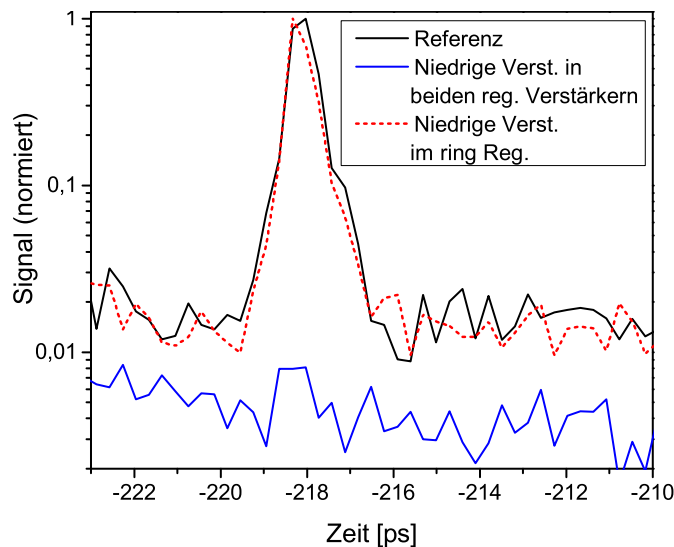


Abb. 4.22.: Messung des Kontrastniveaus von Vorpuls 1 für verschiedene Verstärkungsfaktoren in den regenerativen Verstärkern des PHELIX-Frontends. Die Messwerte sind auf das Vorpulsmaximum der Referenzmessung normiert.

Als Ursache dieses Vorpulses wurde eine Pockels-Zelle mit planparallelen Oberflächen im linearen regenerativen Verstärker identifiziert. Durch Austausch gegen eine entsprechende Pockels-Zelle mit verkippten Oberflächen konnte der Vorpuls eliminiert werden, wie die Kontrastmessung in Abbildung 4.23 links zeigt.

Für Vorpuls 2 bei -200 ps mit einem Kontrast um 10^5 war die Pockels-Zelle vor dem linearen regenerativen Verstärker verantwortlich, die zur Herabsetzung der Repetitionsrate des Oszillators auf die 10 Hz des Verstärkersystems dient. Durch Austausch dieser Pockels-Zelle ließ sich der Vorpuls ebenfalls entfernen (vgl. Abbildung 4.23 rechts).

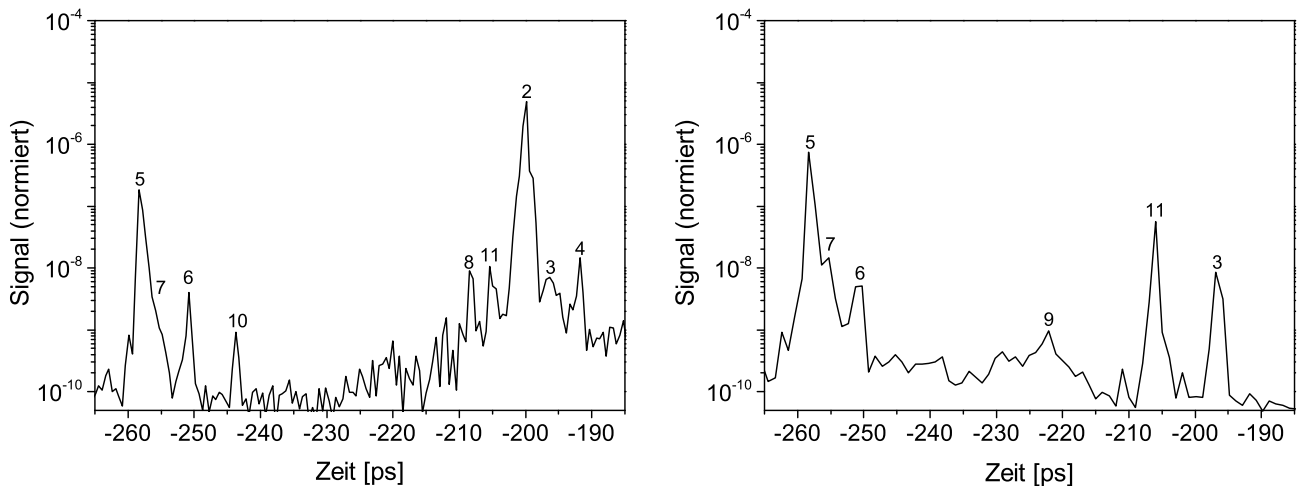


Abb. 4.23.: Kontrastmessung mit maximalem Verstärkungsfaktor im uOPA für einen Bereich von -265 ps bis -185 ps. Links: Messung vom August 2012. Die Messung wurde nach dem Austausch einer Pockels-Zelle im linearen regenerativen Verstärker durchgeführt. Rechts: Messung vom Januar 2013 nach dem Austausch der Pockels-Zelle vor dem linearen regenerativen Verstärker. Beide Kurven sind auf das Intensitätsmaximum normiert.

Die Vorpulse 5, 6 und 7 entsprechen optischen Elementen mit Dicken von einem Zoll, wenn ein Brechungsindex von 1,5 angenommen wird. Dafür kommen diverse Polarisationswürfel in Frage, die im PHELIX-Frontend in Kombination mit Pockels-Zellen zur Isolation der jeweiligen Verstärkerstufen genutzt werden. Durch eine Kontrastmessung ohne diese Komponenten (vgl. Abbildung 4.24 links) konnte gezeigt werden, dass die Polarisationswürfel tatsächlich für die entsprechenden Vorpulse verantwortlich sind. Das erhöhte ASE-Niveau ist auf einen verringerten Verstärkungsfaktor bei dieser Messung zurückzuführen und hat für die Betrachtung der genannten Vorpulse keine Relevanz. Die Isolationsstufen sind allerdings essentiell, um Vorpulse im ns-Bereich zu unterdrücken. Daher wurden im Folgenden die Isolationsstufen mit Dünnschichtpolarisatoren betrieben, wodurch ebenfalls die Entstehung von Vorpulsen verhindert werden konnte.

Die Vorpulse 3 und 11 haben einen ähnlichen zeitlichen Abstand zum Maximum, wie die bereits eliminierten Vorpulse 1 und 2, die auf Pockels-Zellen mit planparallelen Oberflächen zurückzuführen waren. Daher sind in diesem Fall ebenfalls Pockels-Zellen als Ursache zu vermuten. Das niedrigere Intensitätsniveau kann dabei einen Hinweis auf einen späteren Entstehungszeitpunkt der entsprechenden Nachpulse und damit verbunden einen geringeren B-Integral-Effekt darstellen. Diese Vermutung konnte bestätigt werden, da die Vorpulse durch Austausch einer Pockels-Zelle zwischen den regenerativen Verstärkern (Vorpuls 3) und einer Pockels-Zelle im re-

generativen Ringverstärker (Vorpuls 11) eliminiert werden konnten. Die entsprechende Messung ist in Abbildung 4.24 (rechts) gezeigt.

Bei Vorpuls 9 handelt es sich um einen der genannten Pulse, die ihren Ursprung vor dem uOPA haben. Wie die Messung in Abbildung 4.18 zeigt, erscheint dieser ohne Verwendung des uOPA bei einem Intensitätsniveau von etwa 10^{-5} und sinkt simultan mit dem ASE-Niveau. Aufgrund von leicht variierenden Verstärkungsfaktoren im uOPA schwankt die Intensität dieses Vorpulses in den gezeigten Messungen. Dies wird vor allem im Vergleich der Messungen aus Abbildung 4.24 (links) und (rechts) deutlich. Für einen maximalen uOPA-Verstärkungsfaktor sinkt das Intensitätsniveau von Vorpuls 9 unter einen Wert von 10^{-10} , weshalb keine Beeinflussung der Vorplasmaeigenschaften zu erwarten ist.

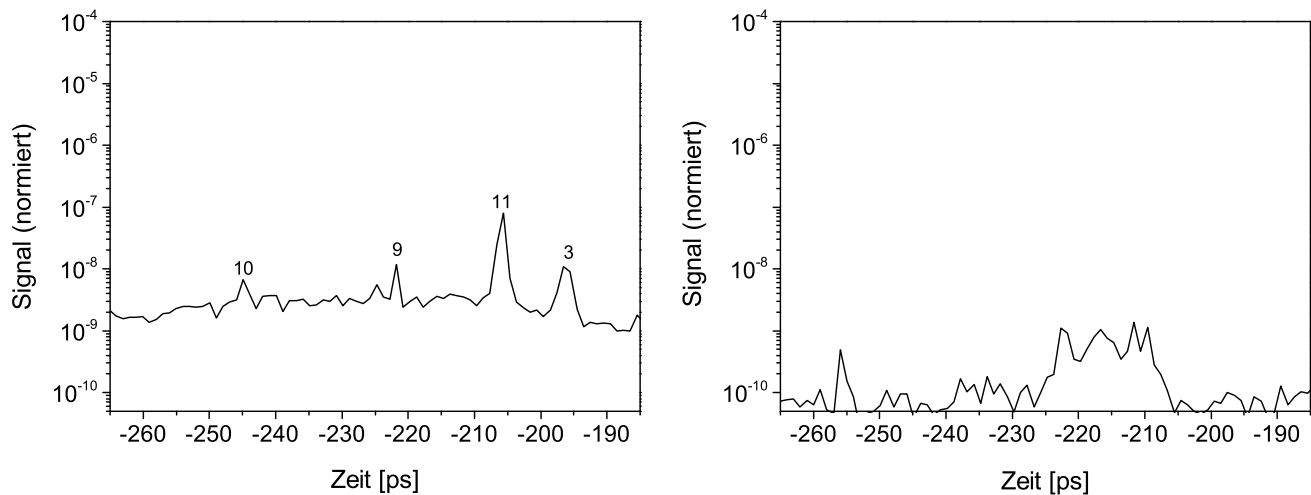


Abb. 4.24.: Kontrastmessungen vom Februar 2013 für einen Bereich von -265 ps bis -185 ps. Links: Messung nach Austausch von drei Würfelpolarisatoren. Das erhöhte ASE-Niveau ist auf einen etwas verringerten Verstärkungsfaktor im uOPA bei dieser Messung zurückzuführen. Rechts: Messung nach Austausch der Pockels-Zelle zwischen den regenerativen Verstärkern und der Pockels-Zelle im regenerativen Verstärkerring. Beide Kurven sind auf das Intensitätsmaximum normiert.

Die Vorpulse 4, 8 und 10 waren bei der finalen Messung nicht präsent (vgl. Abbildung 4.24 und 4.25). Dies lässt vermuten, dass diese Vorpulse auf temporäre Änderungen am System während der Messungen zurückzuführen waren. Eine weitere Untersuchung der Ursachen war daher nicht erforderlich. Des Weiteren zeigt die Messung kleinere Vorpulse mit einem Intensitätsniveau unterhalb von 10^{-9} bezüglich des Maximums. Insbesondere bei der Struktur um -215 ps könnte es sich um eine Überlagerung mehrerer Vorpulse handeln. Für Maximalenergien und Fokusparameter wie sie typischerweise in Experimenten erreicht werden (vgl. Abschnitt 5) sind die Energieflussdichten, welche durch solche Vorpulse auf dem Target erzeugt werden, deutlich unterhalb von 1 J/cm^2 . Speziell für die durchgeführten Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung mit transparenten Targets liegt dieser Wert unterhalb der Zerstörschwelle des Materials und es ist keine Ionisation des Targets durch diese Vorpulse zu erwarten [115].

Alle behandelten Vorpulse sind in Tabelle 4.2 mit den entsprechenden Zeiten und Intensitätsniveaus bezüglich des Hauptpulses sowie den identifizierten Ursachen und durchgeführten Maßnahmen zur Eliminierung dieser Vorpulse aufgeführt.

Die dargelegte Untersuchung zeigt, dass sich die Vorpulsstruktur im laufenden Betrieb des Lasersystems, der den Austausch optischer Elemente, wie insbesondere auch von Pockels-Zellen und Polarisatoren impliziert, kontinuierlich ändern kann. Vor jeder experimentellen Kampagne, für die der Kontrast ein kritischer Parameter ist, ist daher eine Überprüfung des Kontrastniveaus erforderlich.

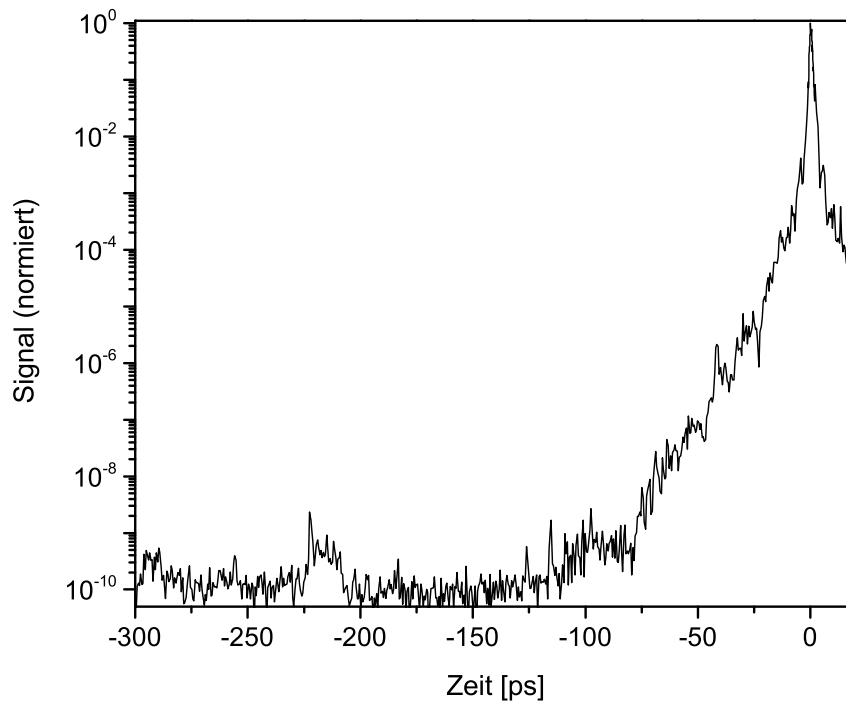


Abb. 4.25.: Finale Vorpulsmessung vom Februar 2013. Das Pulsprofil ist auf das Intensitätsmaximum normiert.

Vorpuls	Zeit in ps	Intensitätsniveau	Ursache	Maßnahme
1	−217	$1 \cdot 10^{-3}$	PZ im linearen regenerativen Verstärker mit parallelen Oberflächen	Austausch der PZ gegen eine PZ mit verkippten Oberflächen
2	−200	$1 \cdot 10^{-5}$	PZ vor dem linearen reg. Verstärker	Austausch der PZ gegen eine PZ mit verkippten Oberflächen
3	−196	$4 \cdot 10^{-7}$	PZ zwischen den reg. Verstärkern	Austausch der PZ gegen eine PZ mit verkippten Oberflächen
4	−192	$4 \cdot 10^{-8}$	Nicht identifiziert	Keine Maßnahme erforderlich, da in finaler Messung nicht präsent
5	−258	$2 \cdot 10^{-7}$	Polarisatorwürfel	Austausch des Polarisatorwürfels gegen einen Dünnpolymarisator
6	−251	$8 \cdot 10^{-8}$	Polarisatorwürfel	Austausch des Polarisatorwürfels gegen einen Dünnpolymarisator
7	−255	$8 \cdot 10^{-10}$	Polarisatorwürfel	Austausch des Polarisatorwürfels gegen einen Dünnpolymarisator
8	−209	$2 \cdot 10^{-7}$	Nicht identifiziert	Keine Maßnahme erforderlich, da in finaler Messung nicht präsent
9	−223	Abhängig von Verstärkung im uOPA	Vorpuls aus dem Oszillator	Sinkt mit Verstärkungsfaktor im uOPA (Minimum $< 10^{-10}$)
10	−245	$7 \cdot 10^{-9}$	Nicht identifiziert	Keine Maßnahme erforderlich, da in finaler Messung nicht präsent
11	−206	$2 \cdot 10^{-6}$	PZ im reg. Ringverstärker	Austausch der PZ gegen eine PZ mit verkippten Oberflächen

Tabelle 4.2.: Vorpulse und deren Ursachen. Die Intensitätsniveaus sind relativ zum Pulsmaximum angegeben und beschreiben das jeweils höchste gemessenen Niveau. (PZ: Pockels-Zelle)

5 Anwendung der Erweiterungen im Experiment

Im folgenden Kapitel werden zwei Experimente beschrieben, in denen die dargelegten neuen Optionen des PHELIX-Lasers genutzt wurden.

Im ersten Experiment wurde der Einfluss verschiedener ASE-Niveaus auf die Expansion des erzeugten Vorplasmas von einem Kupfertarget untersucht. Das Experiment diente zum einen der Verifizierung der gemessenen Kontrastkurven in der Anwendung. Zum anderen sollen die Anfangsbedingungen für die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Target bestimmt werden, deren Kenntnis für zahlreiche Experimente und Computersimulationen relevant ist.

Das zweite Experiment stellt eine Anwendung des hohen Kontrastes dar: Die Untersuchung der Laser-Ionenbeschleunigung mit Plastiktargets im sub- μm -Dickenbereich.

5.1 Fokus- und Targetjustage

Die im Folgenden beschriebenen Experimente wurden in der Targetkammer in der PHELIX-Laserbay durchgeführt (vgl. Abbildung 4.2). Zur Realisierung hoher Intensitäten wurde der verstärkte und zeitlich komprimierte Strahl mittels einer $f/1,7$ -Fokussierparabel aus Kupfer auf das Target fokussiert. Für die f -Zahl von 1,7 beträgt der mit einer Wellenlänge von 1053 nm theoretisch erreichbare minimale Fokusbereich 1,3 μm (FWHM) und die entsprechende Rayleighlänge 3,74 μm . Um eine bestmögliche Fokussierung zu erzielen, ist eine eingehende Justage der Fokussierparabel sowie der letzten ablenkenden Optiken vor der Parabel nötig. Des Weiteren ist zum Erzielen maximaler Intensitäten auf der Targetoberfläche eine präzise Positionierung des Targets mit einer Genauigkeit im Bereich der Rayleighlänge erforderlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Abbildungssystem entwickelt, das sowohl zur Vermessung des fokussierten Strahls als auch zur Targetpositionierung genutzt wird. Das System stellt einen Kompromiss zur Erfüllung unterschiedlicher Anforderungen dar:

- Eine hohe numerische Apertur (NA), die an den Öffnungswinkel des fokussierten Strahls ($NA \approx 0,3$) angepasst ist.
- Eine ausreichende Vergrößerung (> 10) zur Charakterisierung und Optimierung des Fokusprofils.
- Ein Sichtfenster von mindestens 100 μm , das insbesondere bei der primären Fokuso-optimierung sowie bei der Justage des Targets notwendig ist.
- Ein ausreichender Abstand zwischen Objekt- und Bildebene ($> 1,5\text{ m}$), um die genutzte Kamera außerhalb der Targetkammer platzieren zu können.

Der Aufbau dieser Fokusdiagnostik ist in Abbildung 5.1 schematisch skizziert. Die hohe NA wird durch Verwendung eines Mikroskopobjektivs (20x Mitutoyo Plan Apo NIR Infinity-Corrected Objective) als erste Optik mit einem Arbeitsabstand von 20 mm und einer NA von 0,4 erreicht.

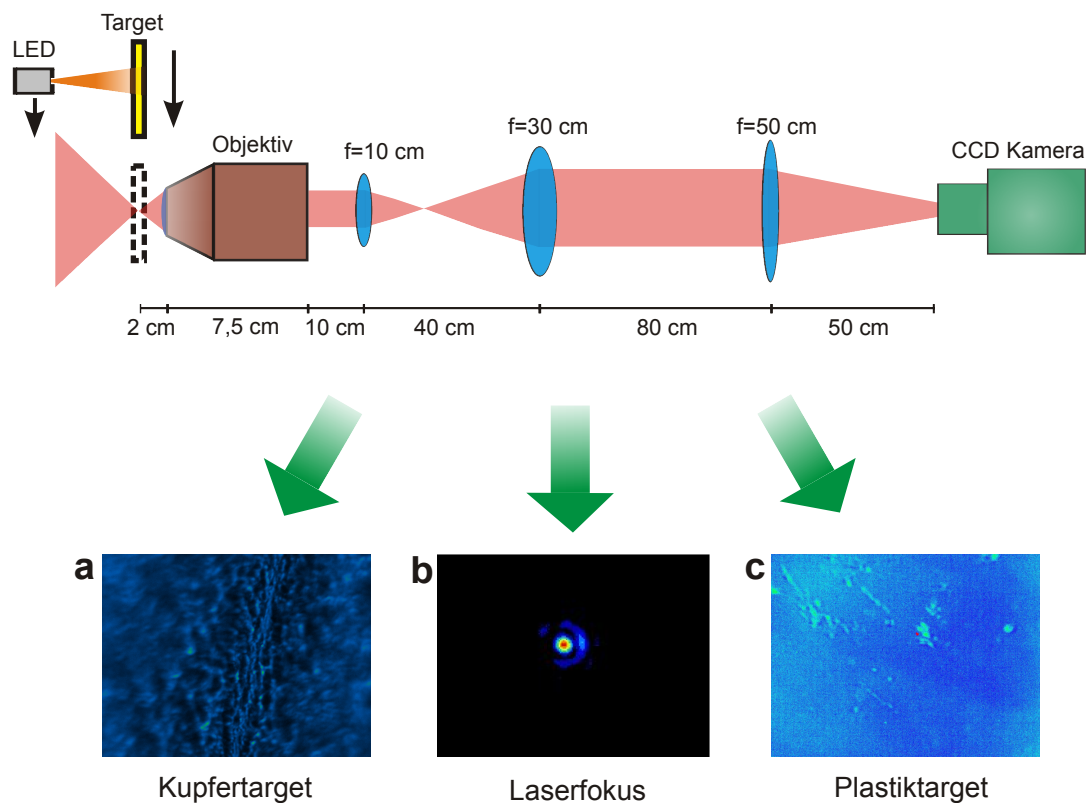


Abb. 5.1.: Schematische Darstellung des Abbildungssystems, das zur Optimierung des Laserfokus und zur Targetjustage genutzt wird. Die Graphiken (a–c) zeigen beispielhafte Ausschnitte von Abbildungen eines flachen Kupfertargets, das in einem Winkel von 45° zur Abbildungsachse ausgerichtet ist (a), des Laserfokuses (b) und eines transparenten Kunststofftargets mit einem Winkel von 10° zur Abbildungsachse (c).

Dieses dient der Kollimierung des divergenten Strahls nach der Fokussierung. In Kombination mit einer Bikonvexlinse mit einer Brennweite von 10 cm erzeugt das Objektiv ein 10-Fach vergrößertes Zwischenbild des Fokus. Durch ein Kepler-Teleskop wird dieses Zwischenbild mit einem weiteren Vergrößerungsfaktor von 1,7 auf eine Kamera außerhalb der Targetkammer abgebildet. Auf diese Weise ist die resultierende NA des gesamten Abbildungssystems durch die NA des Objektivs gegeben und ist somit ausreichend für die Abbildung des Fokus.

Im Experiment befindet sich das Objektiv zusammen mit der ersten Linse auf einem motorisierten Lineartisch in der Targetkammer, wodurch es ermöglicht wird, den Fokus in der evakuierten Targetkammer direkt vor einem Vollenergieschuss zu optimieren und anschließend die Fokusdiagnostik aus dem Strahlengang zu bewegen. In der Vorbereitung auf einen Experimentschuss wird nach der Optimierung des Fokus das Target positioniert. Dazu wird dasselbe Linsensystem zur Abbildung des Targets genutzt. Zur Beleuchtung des Targets dient eine Infrarot-LED (Licht-emittierende Diode), die abhängig von der Art des verwendeten Targets entweder in Transmission (transparentes Kunststofftarget) oder in Reflexion (opakes Metalltarget) betrieben wird. Durch Verwendung einer zum Laserstrahl identischen Wellenlänge für die Beleuchtung

des Targets wird eine Verschiebung der Schärfenebene zwischen Fokus- und Targetabbildung aufgrund chromatischer Aberrationen des Linsensystems verhindert.

Das Target wird zunächst transversal in den Bereich des fokussierenden Laserstrahles bewegt. Anschließend wird seine Position in Propagationsrichtung des Lasers optimiert, um eine scharfe Abbildung auf der Kamera zu erhalten. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Targetebene mit der Ebene des optimierten Fokus übereinstimmt. Experimentell wurde verifiziert, dass eine Positionierung des Targets mit einer Genauigkeit von $5\text{ }\mu\text{m}$ möglich ist. Die Bilder (**a–c**) in Abbildung 5.1 zeigen beispielhafte Abbildungen der zwei verschiedenen genutzten Targettypen (opakes Kupfertarget in **a** und transparentes Kunststofftarget in **c**) sowie des Laserfokus in **b**, die mit dem beschriebenen Abbildungssystem aufgenommen wurden. Das Kupfertarget befand sich unter einem Winkel von 45° zur Laserachse und damit auch zur Achse der Fokusdiagnostik. Daher liegt nur ein schmaler Bereich innerhalb der Schärfenebene der Abbildung. Die Ausdehnung dieses Bereiches ($< 5\text{ }\mu\text{m}$) ermöglicht eine Abschätzung der Genauigkeit, mit welcher die Target- und die Fokusebene überlagert werden können.

5.2 Vorplasmacharakterisierung

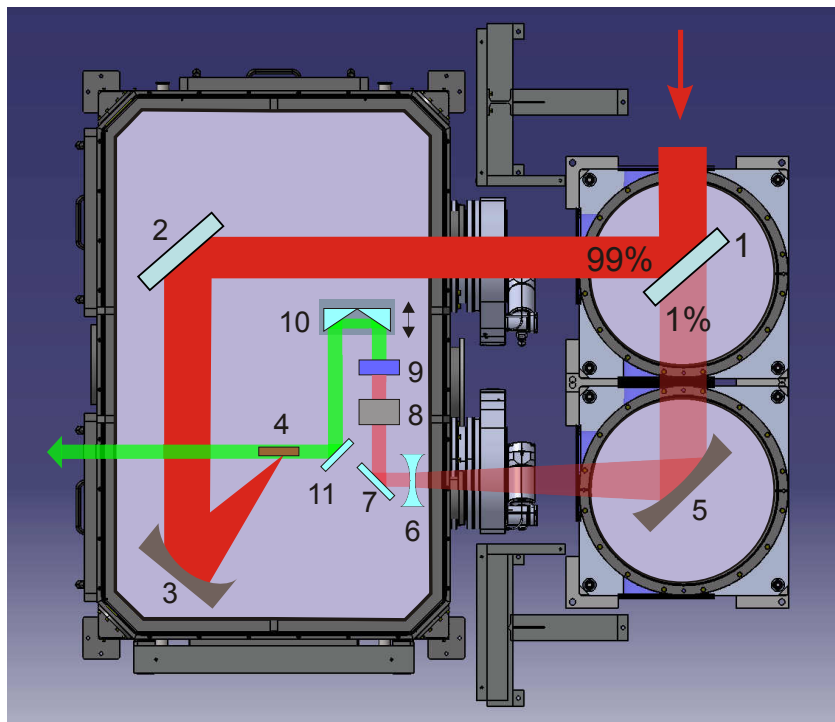
Wie in Kapitel 2 beschrieben wurde, kommt es in typischen Laser-Plasma-Experimenten zur kontrastabhängigen Ausbildung eines Vorplasmas, dessen Eigenschaften entscheidend die Laser-Materie-Wechselwirkung definieren. Bedeutende Effekte sind die Beeinflussung der maximal erzielbaren Intensität durch ponderomotorische und relativistische Selbstfokussierung, die Bestimmung des Absorptionsverhaltens für den Hauptpuls sowie die Generierung einer Schockwelle, die sich durch das Target ausbreitet. Die Dimension des entsprechenden Vorplasmas beim Eintreffen des Hauptpulses legt damit die Anfangsbedingung eines jeden Experimentes fest, deren Kenntnis essentiell für die Interpretation experimenteller Resultate ist.

Während in Kapitel 4 mit dem zeitlichen Profil des Laserpulses die Ursache des Vorplasmas gemessen wurde, soll im Folgenden direkt dessen Dimension charakterisiert werden. Mit der Integration des uOPA besteht an PHELIX die einzigartige Möglichkeit beliebige ASE-Niveaus mit Intensitäten zwischen 7 und 11 Größenordnungen unterhalb des Pulsmaximums zu erzeugen und die resultierenden Vorplasmen zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messaufbau für die PHELIX-Targetkammer entwickelt, der es ermöglicht, Schattenabbildungen des Targets zu definierten Zeitpunkten vor und nach dem Eintreffen des Hauptpulses zu generieren. Der Aufbau dieser Vorplasmadiagnostik sowie erste Ergebnisse sind in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Die mit Hilfe dieser Diagnostik gewonnenen Erkenntnisse können in Zukunft genutzt werden, um die experimentellen Anfangsbedingungen zu bestimmen. Darüber hinaus ist eine gezielte Einstellung der für das jeweilige Experiment optimalen Vorplasmadimensionen durch Anlegen des entsprechenden ASE-Niveaus möglich. Insbesondere dient die Messung der Verifizierung des höchsten erreichten Kontrastes unter experimentellen Bedingungen.

5.2.1 Experimenteller Aufbau

In Abbildung 5.2 ist der experimentelle Aufbau zur Vorplasmavermessung in der PHELIX-Targetkammer schematisch dargestellt. Der verstärkte und komprimierte PHELIX-Kurzpuls trifft auf einen Umlenkspiegel (1), der 99 % der eintreffenden Strahlung reflektiert und 1 % transmittiert. Der reflektierte Strahl wird in der Targetkammer durch einen weiteren Umlenkspiegel (2) auf die Fokussierparabel (3) ($f/1,7$, Brennweite 40 cm) gelenkt und anschließend unter einem Winkel von 45° auf das Target fokussiert. Als Targets wurden während der beschriebenen Experimentkampagne flache Kupferfolien mit Dicken im Bereich weniger Mikrometer genutzt. Die schwache Transmission von 1 % durch den Umlenkspiegel 1 wird als Teststrahl genutzt, um eine Schattenabbildung des Targets während eines Vollenergieschusses zu erzeugen. Dazu wird zunächst der Strahldurchmesser mittels einer langbrennweitigen Fokussierparabel (5) und einer Bikonkavlinse (6) auf etwa 1 cm reduziert. Der Strahl passiert anschließend eine Filterstufe (8) bestehend aus zwei beschichteten Glassubstraten, die jeweils eine Transmission von 10 % aufweisen, sodass während eines Vollenergieschusses eine Energie im Bereich von 10 mJ zur Verfügung steht. Um während der Justage mit dem unverstärkten Frontendstrahl eine ausreichende Energie zu erreichen, können die Filter (8) mittels einer motorisierten Vorrichtung durch unbeschichtete Glassubstrate identischer Dicke substituiert werden. Auf diese Weise steigt die Transmission der Filterstufe auf über 90 %, während der Strahlengang unbeeinflusst bleibt. Anschließend wird der Strahl in einem BBO-Kristall frequenzverdoppelt. Damit ist es möglich in der darauf folgenden



- 1: Umlenkspiegel 1
- 2: Umlenkspiegel 2
- 3: Fokussierparabel
- 4: Target
- 5: Fokussierparabel
- 6: Kollimierungslinse
- 7: Umlenkspiegel
- 8: Filter
- 9: BBO-Kristall
- 10: Variable Verzögerungsstrecke
- 11: Umlenkspiegel

Abb. 5.2.: Experimenteller Aufbau zur Vorplasmacharakterisierung in der PHELIX-Targetkammer.

Abbildung des Targets infrarote Störstrahlung des Hauptpulses, die in das Abbildungssystem gelangt, mittels Interferenzfilter zu unterdrücken.

Die Geometrie des Aufbaus wurde so gewählt, dass die optischen Wege des Haupt- und des Teststrahls vom Umlenkspiegel 1 bis zum Target identisch sind und beide Pulse somit gleichzeitig auf das Target treffen. Dies wurde durch Messung beider Pulse am Ort des Targets mit einer schnellen Photodiode (Anstiegszeit: 18,5 ps), die mit einem Oszilloskop (Bandbreite: 8 GHz) ausgelesen wurde, verifiziert. Dabei war eine zeitliche Überlagerung beider Pulse mit einer Messungengenauigkeit von 20 ps möglich. Für die Untersuchung des Einflusses der ASE mit einer verhältnismäßig langen zeitlichen Ausdehnung (\sim ns) ist diese Genauigkeit ausreichend. Um während eines Schusses Schattenabbildungen des Target zu verschiedenen Zeiten vor und nach dem Eintreffen des Hauptpulses zu erhalten, wurde eine motorisierte Verzögerungsstrecke (10) installiert. Damit ist es möglich das Eintreffen des Testpulses relativ zum Hauptpuls um wenige 100 ps zu variieren.

Dieser Testpuls wird nun als Lichtquelle für die Abbildung des Targets auf eine Kamera außerhalb der Targetkammer genutzt (Abbildung 5.3). Die Abbildung erfolgt mittels eines Linsensystems bestehend aus einer achromatischen Linse mit einer Brennweite von 15 cm, die sich in einem Abstand von 8 cm zum Target befindet, und einer Plankonvexlinse (Brennweite 50 cm) außerhalb der Targetkammer mit einem Abstand von 64 cm zur ersten Linse. Die CCD-Kamera ist in einem Abstand von 125 cm zur zweiten Linse außerhalb der Targetkammer installiert. Für das beschriebene Linsensystem beträgt die berechnete Vergrößerung 3,4 und die Blendenzahl, die durch die Apertur der zweiten Linse begrenzt ist, beträgt 7,4.

Vor der Kamera befindet sich ein schmalbandiger Interferenzfilter zur Eliminierung infraroter Störstrahlung des intensiven Hauptpulses sowie zur Reduzierung der breitbandigen Plasmastrahlung. Des Weiteren wird ein Polarisator genutzt, um im Plasma erzeugte frequenzverdoppelte

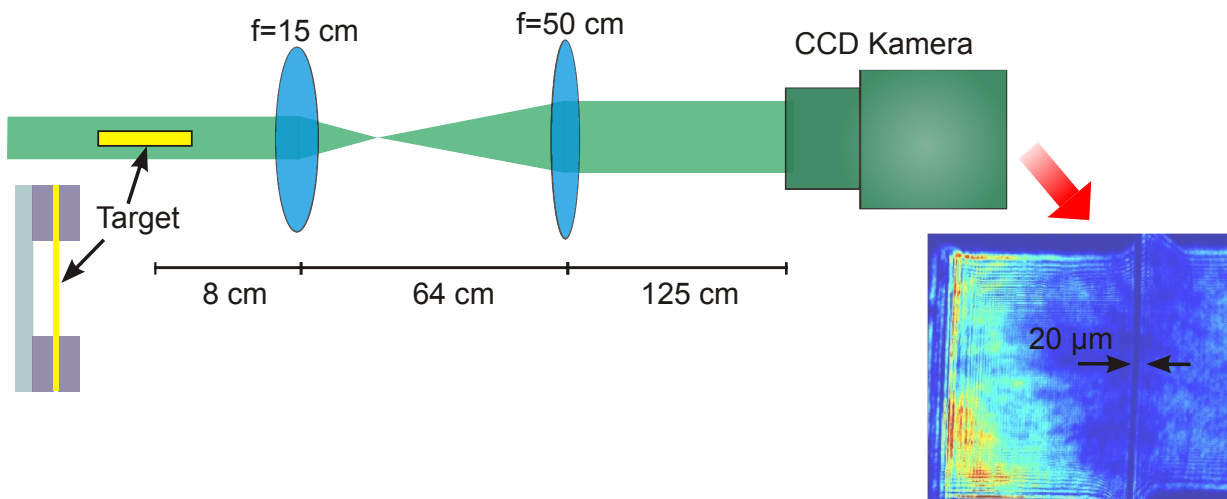


Abb. 5.3.: Schattenabbildung des Targets (schematische Skizze).

Strahlung des Hauptpulses, welche idealerweise senkrecht zum Teststrahl polarisiert ist, zu unterdrücken. Mittels eines speziellen Targethalters (siehe Abbildung 5.3) ist es möglich, das Target getrennt von der Halterung abzubilden. Dabei ist das Target zwischen zwei polierten Metallblöcken befestigt, wodurch sichergestellt werden soll, dass die dünne Targetfolie keine Verdrehung aufweist. Jede Abweichung von einer idealen flachen Folie bewirkt eine Vergrößerung des Targetschattens in der Abbildung und begrenzt damit die minimal detektierbare Vorplasmastruktur.

5.2.2 Experimentelle Ergebnisse

In einer experimentellen Kampagne im November 2013 wurde das Vorplasma auf flachen Kupfertargets untersucht. Die genutzten Targets hatten verschiedene Dicken im Bereich zwischen $1\text{ }\mu\text{m}$ und $20\text{ }\mu\text{m}$. Dabei betrug die Laserenergie rund 50 J nach der Kompression auf 500 fs . Mit der beschriebenen Fokusdiagnostik wurde eine Fokusgröße von $4\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM) gemessen, wobei sich ein Anteil von 25% der gesamten Laserenergie innerhalb dieses Fokusdurchmessers befand. Damit ergibt sich eine Spitzenintensität von $(2 \pm 1) \cdot 10^{20}\text{ W/cm}^2$.

Die angegebene Ungenauigkeit bezieht sich auf die bekannte Schwankung der Energie und der Pulsdauer sowie Unterschiede des gemessenen Fokusdurchmessers zwischen den Schüssen. Da die Fokusmessung mit einem nicht komplett verstärkten Justagestrahl vor den Vollenergieschüssen durchgeführt wurde, bleiben dabei Aberrationen unberücksichtigt, die bei der Verstärkung erzeugt werden. Diese können zu einem Herabsetzen der maximalen Intensität führen. Allerdings sind dabei keine signifikanten Schuss-zu-Schuss-Schwankungen zu erwarten, sodass die relative Ungenauigkeit zwischen den Messwerten nicht beeinflusst wird.

Die Messungen wurden für drei verschiedene ASE-Niveaus durchgeführt, die durch Variation des uOPA-Verstärkungsfaktors eingestellt wurden. Das höchste ASE-Niveau betrug $2 \cdot 10^{-7}$ bezüglich des Intensitätsmaximums und wurde ohne Verstärkung im uOPA erzielt. Das niedrigste Niveau von $1 \cdot 10^{-10}$ wurde mit einem hohen Verstärkungsfaktor erreicht. Darüber hinaus wurde ein Zwischenniveau von $4 \cdot 10^{-9}$ gewählt. Des Weiteren zeigte die Kontrastmessung im Falle

des hohen ASE-Niveaus einen zusätzlichen Vorpuls bei -116 ps mit einem Kontrast von 10^4 . Die Intensität dieses Vorpulses reduzierte sich mit steigender uOPA-Verstärkung und war für die höchste Verstärkung unterhalb der Detektionsschwelle des für die Kontrastmessung genutzten Autokorrelators.

Die zeitliche Verzögerung des Teststrahls wurde zwischen -233 ps und $+100\text{ ps}$ variiert, wobei der Nullpunkt durch das Eintreffen des Intensitätsmaximums definiert wurde.

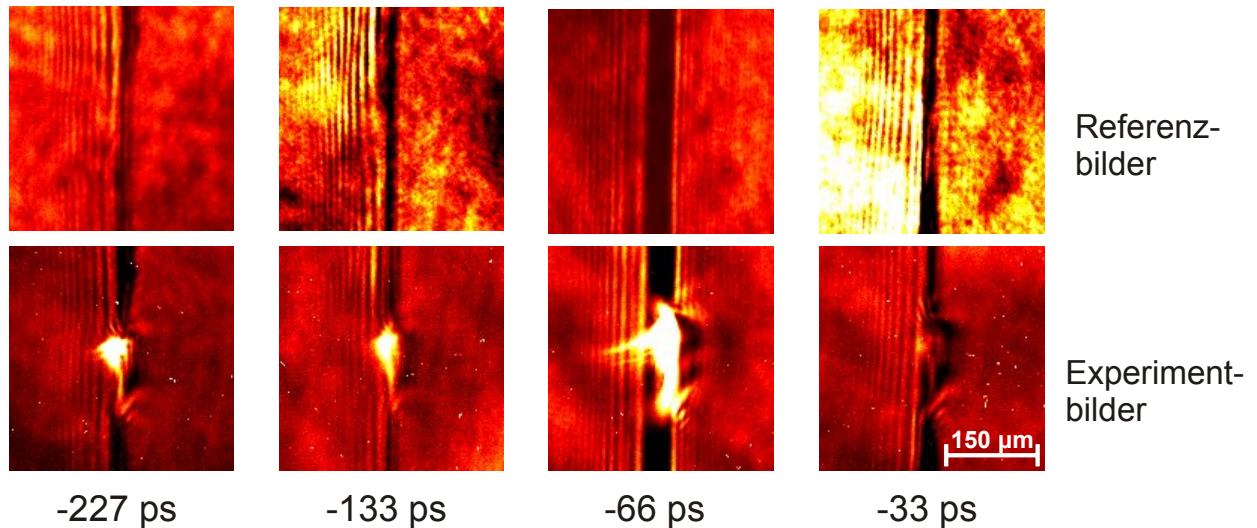


Abb. 5.4.: Schattenabbildung flacher Kupfertargets zu verschiedenen Zeitpunkten vor dem Eintreffen des Hauptpulses bei 0 ps . Der Hauptstrahl trifft von rechts auf das Target. Die Referenzbilder wurden vor dem jeweiligen Vollenergieschuss mit blockiertem Hauptstrahl aufgenommen. Alle gezeigten Experimentbilder wurden mit einem ASE-Niveau von $2 \cdot 10^{-7}$ bezüglich des Hauptpulses und einem Vorpuls bei -116 ps mit einem Kontrast von 10^4 erzielt.

In Abbildung 5.4 sind beispielhafte Schattenabbildungen von Kupfertargets verschiedener Dicken für unterschiedliche Zeitpunkte relativ zum Eintreffen des Hauptpulses dargestellt, welche mit dem ASE-Niveau von $2 \cdot 10^{-7}$ erhalten wurden. In den gezeigten Abbildungen trifft der intensive Laserpuls von rechts auf das Target. Die Referenzbilder wurden vor dem Schuss mit blockiertem Hauptstrahl erzeugt.

In den Experimentbildern ist am Auftreffpunkt des Lasers auf das Target ein heller teilweise übersättigter Bereich zu beobachten. Eine naheliegende Ursache dieses Störeffektes ist frequenzverdoppelte Strahlung des Hauptpulses, die im Plasma erzeugt wird und in das Abbildungssystem des Teststrahls gestreut wird. Diese Strahlung lässt sich daher nicht durch zusätzliche Interferenzfilter eliminieren, was im Experiment bestätigt werden konnte. Ein komplettes Herausfiltern dieses Störsignals aufgrund der unterschiedlichen Polarisierungen zwischen Haupt- und Teststrahl war ebenfalls nicht möglich. Dennoch kann die Ausdehnung des Vorplasmas anhand obiger Bilder evaluiert werden.

Die Experimentbilder zeigen ein deutlich ausgeprägtes, nahezu sphärisches Vorplasma, das sich durch einen Schatten in der Abbildung abzeichnet. Die Ausdehnung des Vorplasmas ist für die Zeitpunkte -227 ps und -133 ps ähnlich und ist im Vergleich dazu für die Zeitpunkte -66 ps und -33 ps etwas ausgeprägter. Dieser Effekt ist nicht auf die Anstiegsflanke (kohärenter Kontrast)

des Pulses zurückzuführen, da eine Intensitätserhöhung aufgrund des kohärenten Kontrastes mit dem hohen ASE-Niveau erst ab einem Zeitpunkt von etwa -30 ps zu beobachten ist. Daher ist ausschließlich der genannte Vorpuls für diese verstärkte Vorplasmaausdehnung verantwortlich.

Für das ASE-Niveau von $4 \cdot 10^{-9}$ konnte ein Absenken der Vorplasmadimension beobachtet werden, während für das minimale ASE-Niveau von $1 \cdot 10^{-10}$ kein Vorplasma messbar war.

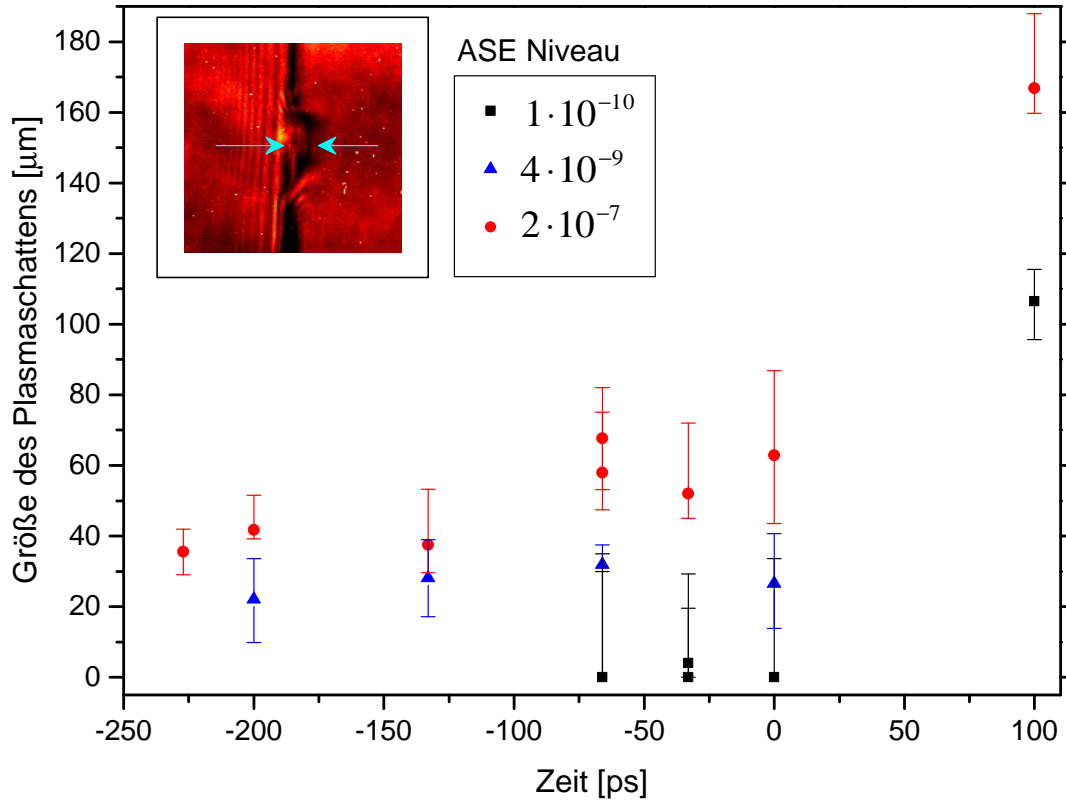


Abb. 5.5.: Ausdehnung des Vorplasmaschattens zu verschiedenen Zeitpunkten vor und nach dem Eintreffen des Intensitätsmaximums (Zeitpunkt 0 ps) für drei verschiedene ASE-Niveaus.

Im Folgenden wurde die Ausdehnung des Plasmaschattens senkrecht zur Targetoberfläche ausgehend von dieser vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 für die drei unterschiedlichen ASE-Niveaus und verschiedene Zeitpunkte vor und nach dem Eintreffen des Intensitätsmaximums dargestellt.

Für das höchste ASE-Niveau ist die Ausdehnung des Plasmaschattens zwischen -230 ps und -133 ps zunächst konstant mit einer Größe von $40 \mu\text{m}$. Die Messungen zwischen -66 ps und 0 ps zeigen dann eine erhöhte Ausdehnung von $60 \mu\text{m}$, die wie oben beschrieben auf den komprimierten Vorpuls bei -116 ps zurückgeführt werden kann.

Die Messwerte für das ASE-Niveau von $4 \cdot 10^{-9}$ zeigen eine verringerte Ausdehnung des Plasmaschattens, die im Rahmen der Messungenauigkeit bis zum Eintreffen des Hauptpulses konstant bei Werten um $25 \mu\text{m}$ liegt. Ein vergrößerter Plasmaschatten ab -66 ps wie bei den Messwerten für das hohe ASE-Niveau kann hier nicht beobachtet werden. Dies bestätigt das Absenken der Vorpulsintensität mit erhöhtem uOPA-Verstärkungsfaktor.

Für das niedrigste ASE-Niveau konnte bis zum Eintreffen des Hauptpulses kein Vorplasma gemessen werden.

Der verhältnismäßig hohe Messfehler ist neben kleinen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schattengrenze wesentlich durch die, im Vergleich zur tatsächlichen Dicke des Targets, erhöhte Breite des Targetschattens bestimmt. Dieser Effekt ist auf Unebenheiten der Targetoberfläche, Verdrehung des Targets und auf kleine Abweichungen von einer perfekt senkrechten Orientierung relativ zum Abbildungssystem zurückzuführen. Diese Einflüsse wurden durch Verwendung schmaler Targets (Breite 1 mm) und einer speziellen Targethalterung (vgl. Abschnitt 5.2.1) sowie durch Optimierung des Targetschattens mittels Rotation des Targethalters vor jedem Schuss minimiert.

5.2.3 Vergleich mit Simulationen

Bei den beschriebenen Messungen wurde die Ausdehnung des Vorplasma-schattens bestimmt. Durch die relative Absenkung der Schattendimension konnte damit die Verringerung des ASE-Niveaus bei Erhöhung des Verstärkungsfaktors im uOPA qualitativ bestätigt werden.

Um die Messungen darüber hinaus zur Interpretation von experimentellen Ergebnissen nutzen zu können, ist eine Verknüpfung des gemessenen Schattens mit charakteristischen Plasmakenngrößen nötig.

Die Propagation des Teststrahls im Plasma wird durch die räumliche Dichteverteilung der Plasmaelektronen bestimmt. Der Bereich überkritischer Elektronendichte ist opak für den Teststrahl und erscheint damit als dunkler Schatten in der Abbildung. Darüber hinaus führen Dichtegradienten im unterkritischen Plasma zur Ablenkung des Teststrahls. Überschreitet der Ablenkwinkel den Akzeptanzwinkel des Abbildungssystems, so wird der entsprechende Bereich in der Abbildung ebenfalls als Schatten dargestellt.

Zur Verknüpfung der Messwerte mit einer Elektronendichte wurden Simulationen durchgeführt. Dazu wurde zunächst die zweidimensionale Elektronendichteverteilung für ein gegebenes ASE-Niveau simuliert. Anschließend wurde die Propagation des Teststrahls durch diese Dichteverteilung simuliert und auf diese Weise die theoretische Schattengrenze bestimmt.

Plasmasimulation: der RALEF2D-Code

Die Simulation der Elektronendichte wurde unter Verwendung des RALEF2D-Codes (engl. Radiative Arbitrary Lagrangian-Eulerian Fluid dynamics in two Dimensions) [135, 136] in Kollaboration mit der Arbeitsgruppe um An. Tauschwitz und M. Basko von der Goethe-Universität Frankfurt durchgeführt. Der Simulationscode basiert auf der Lösung der hydrodynamischen Gleichungen für ein Fluid in zwei räumlichen Dimensionen. Darüber hinaus wird Wärmeleitung und Strahlungstransport berücksichtigt. Die Energiedeposition des Lasers wird durch inverse Bremsstrahlung modelliert. Dies ist für die vorkommenden ASE-Intensitäten ausreichend, da weitere Absorptionsmechanismen erst für Intensitäten $I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ relevant werden (vgl. Abschnitt 2.3.4). Die für die Simulation genutzten spektralen Opazitäten, die Zustandsgleichung und die thermische Leitfähigkeit werden mit Hilfe des THERMOS-Codes [137] bestimmt.

Simulationsaufbau

In der Simulation wurden flache Kupfertargets mit einer Dicke von $5 \mu\text{m}$ genutzt. Das zeitliche Profil der ASE wurde alternativ durch zwei idealisierte Kurven modelliert, welche in Abbildung 5.6 dargestellt sind. Es wurden zwei Profile gewählt, um Unsicherheiten bei der Bestimmung des Startzeitpunktes der ASE aus dem Rauschniveau zu berücksichtigen (vgl. Messkurve in der Abbildung). In Profil I steigt die Intensität zunächst ab $-2,5 \text{ ns}$ linear an (man beachte

die einfach-logarithmische Darstellung) und geht bei $-1,5$ ns in einen konstanten Verlauf über, der sich bis zum erwarteten Pulsmaximum bei 0 ns erstreckt. Der lineare Anstieg startet für Profil II bei -2 ns und geht bei -1 ns in ein Plateau über, das ebenfalls bis 0 ns andauert. Die Intensitäten des ASE-Plateaus wurden entsprechend der Kontrastmessungen und der bekannten Maximalintensität des Hauptpulses bestimmt.

Das transversale Strahlprofil wurde durch einen gaußförmigen Verlauf mit einem Durchmesser von $4\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM) und einem Öffnungswinkel von 0° beschrieben. Der Strahl traf senkrecht auf das Target. Die veränderte Intensität und Fokusgröße verglichen mit dem Experiment, in dem ein Auftreffwinkel von 45° genutzt wurde, wurde durch einen Faktor von $\cos(45^\circ)$ berücksichtigt.

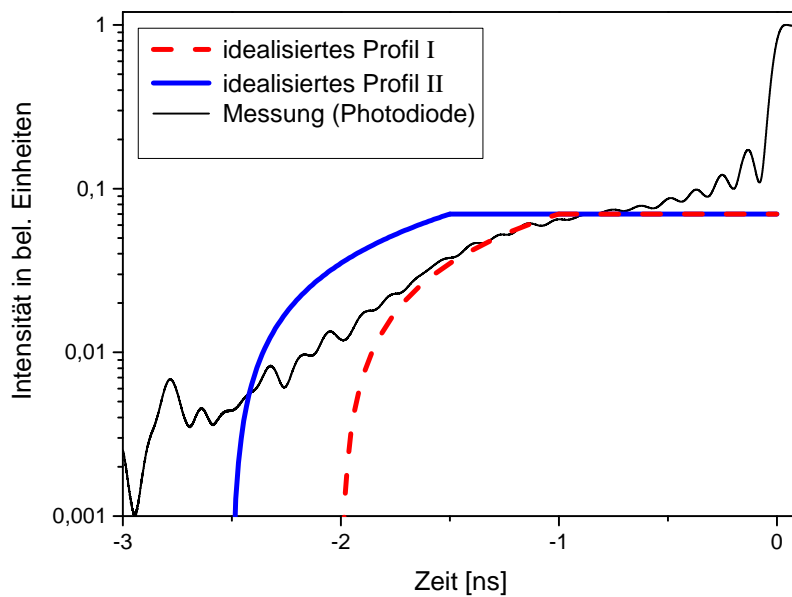


Abb. 5.6.: Idealisierte zeitliche Pulsprofile, die für die Vorplasmasimulation genutzt wurden. Die Intensitäten des ASE-Plateaus wurden entsprechend der Kontrastmessungen und der gemessenen Intensität des Hauptpulses bestimmt. Zusätzlich ist ein Pulsprofil gezeigt, das mit einer Photodiode gemessen wurde.

Simulationsergebnisse

Die simulierten zweidimensionalen Elektronendichteverteilungen sind in Abbildung 5.7 in Falschfarbendarstellung gezeigt. Die ASE-Intensitäten von $2,5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$, $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ entsprechen den drei unterschiedlichen Niveaus, die im Experiment eingestellt wurden. Die Abbildung zeigt die Simulationen, die mit beiden idealisierten Pulsprofilen (Profil I und Profil II) erzielt wurden. Der Laserpuls trifft bei $y = 0\text{ }\mu\text{m}$ auf die Targetoberfläche.

Bereits bei dem niedrigsten ASE-Niveau ist ein Vorplasma mit einer nahezu sphärischen Geometrie zu erkennen. Die kritische Dichte für den intensiven Hauptstrahl befindet sich direkt an der Targetoberfläche. Mit zunehmender Entfernung vom Auftreffpunkt des Lasers nimmt die Elektronendichte kontinuierlich ab. In einem Abstand von wenigen Mikrometern zur Targetoberfläche beträgt sie lediglich 10^{19} cm^{-3} und ist bei einem Abstand von $20\text{ }\mu\text{m}$ bereits unter $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ abgefallen. Die Ergebnisse, die mit den beiden unterschiedlichen Pulsprofilen erhalten wurden, weisen hier keinen merklichen Unterschied auf.

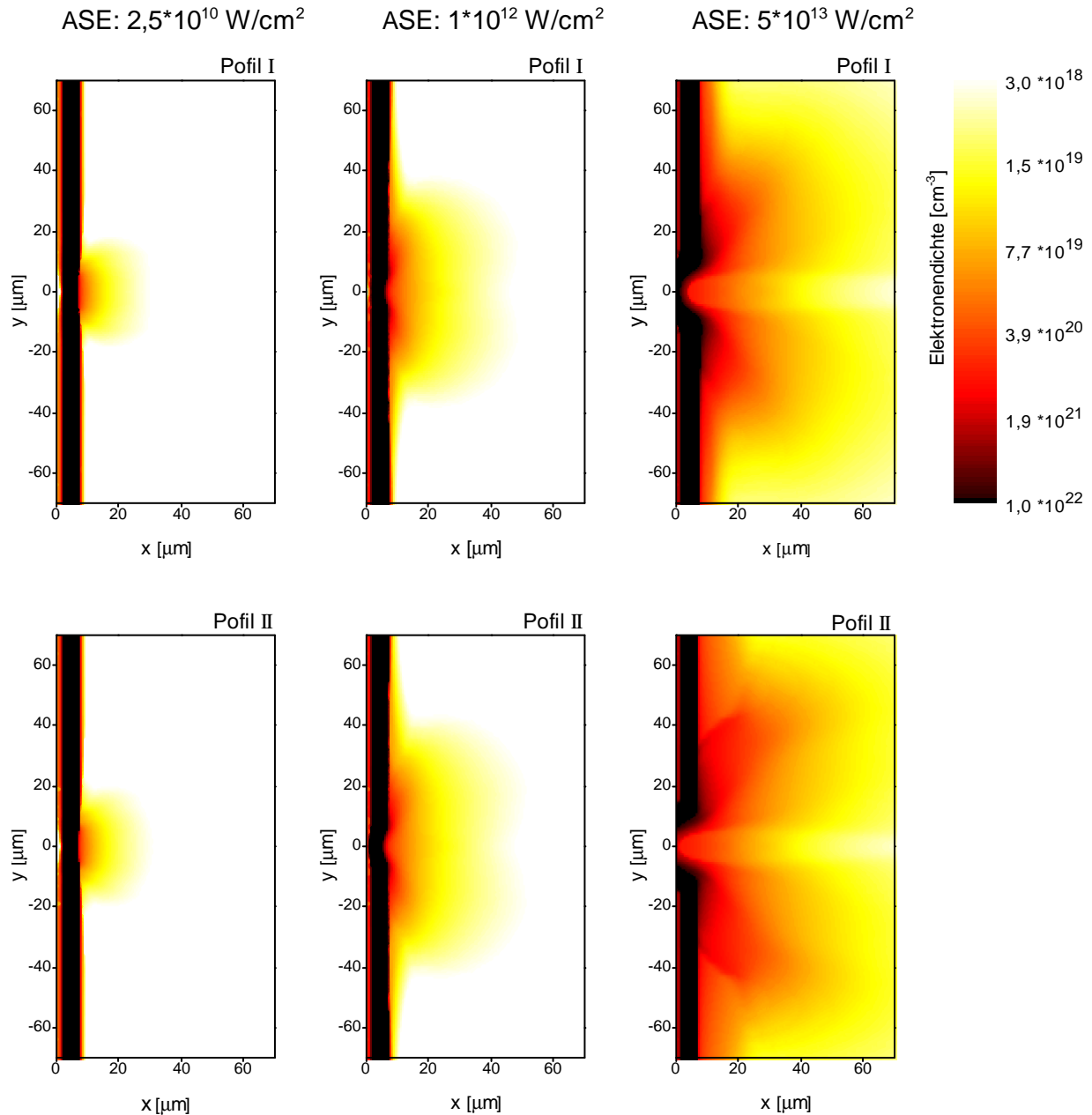


Abb. 5.7.: Simulierte Elektronendichteverteilungen in Falschfarbendarstellung für drei verschiedene ASE-Intensitäten und zwei unterschiedliche zeitliche Pulsprofile.

Mit einer ASE-Intensität von $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ergibt sich ein etwas ausgedehnteres Vorplasma mit vergleichbarer Geometrie. Die kritische Dichte befindet sich hier ebenfalls nah an der Targetoberfläche. Die Dichte ist nun bis zu einem Abstand von etwa $35 \mu\text{m}$ oberhalb von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Des Weiteren erkennt man am Auftreffpunkt des Lasers auf die Targetoberfläche eine Verringerung der Elektronendichte verglichen mit der ungestörten Dichte. Diese Dichteverringerung reicht in das Targetmaterial hinein und ist auf die Expansion des erzeugten Plasmas zurückzuführen. Dieser Effekt ist für das Pulsprofil II deutlicher ausgeprägt, was in der längeren Zeitdauer begründet ist, in der Plasma von der Targetoberfläche abströmen kann.

Ein deutlich weiter ausgedehntes Plasma ist für die höchste ASE-Intensität von $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ zu erkennen. Die Elektronendichte liegt im gesamten dargestellten Bereich mit einem Abstand von bis zu $65 \mu\text{m}$ zur Targetoberfläche oberhalb von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die bereits für die niedrigeren ASE-Niveaus beobachtete sphärische Geometrie des Plasmas ist nun überlagert von einer Verringerung der Elektronendichte entlang der Propagationsstrecke des Laserstrahls. Dieser Effekt könnte auf das direkte Heizen der Elektronen im Laserstrahl zurückzuführen sein. Dies führt zu einem Gradienten der Elektronentemperatur senkrecht zur Laserachse und damit zu einer erhöhten Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas nahe an der Laserachse. Dieser Bereich verringerter Dichte reicht im Fall von Pulsprofil I bis in das Targetmaterial hinein und führt dazu, dass die Grenzfläche zwischen über- und unterkritischem Plasma nun innerhalb des Targets liegt. Für das Pulsprofil II ist das gesamte Target unterkritisch für den Hauptpuls.

Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen

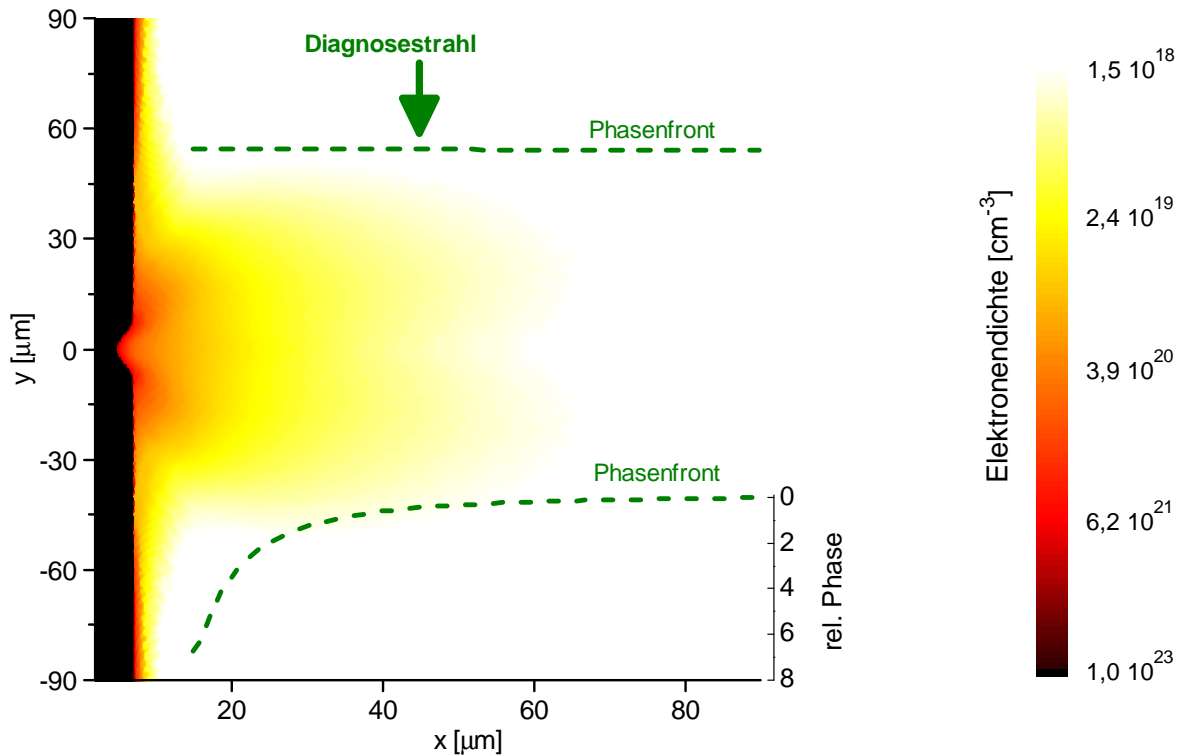


Abb. 5.8.: Beispielhafte Darstellung der Phasenänderung bei der Propagation des Teststrahls durch das simulierte Vorplasma.

Um das simulierte Vorplasma mit den Messungen des Plasmaschattens zu vergleichen, wird die Ablenkung des Teststrahls bei der Propagation durch das jeweilige Plasma simuliert. Dazu wird, wie in Abbildung 5.8 beispielhaft gezeigt ist, zunächst von einer ebenen Phasenfront $\Phi(x) = \text{const}$ des Teststrahls ausgegangen. Beim Durchlaufen der Plasmawolke ändert sich die Phase $\Phi(x)$ gemäß

$$\Delta\Phi(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(x, y) \frac{2\pi}{\lambda} y dy \quad (5.1)$$

mit dem ortsabhängigen Brechungsindex $\eta(x, y)$ und der Wellenlänge λ des Teststrahls. Der Zusammenhang des Brechungsindex mit der simulierten Elektronendichte ergibt sich aus $\eta(x, y) = \sqrt{\epsilon(x, y)}$ mit der dielektrischen Funktion $\epsilon(x, y)$ aus Gleichung 2.7. Den ortsabhängige Ablenkwinkel $\alpha(x)$ des Strahls bestimmt man aus dem Gradienten der Phasenfront

$$\alpha(x) = \frac{d}{dx} \Delta\Phi(x). \quad (5.2)$$

Die Position des Schattens erhält man nun, indem man die jeweiligen Ablenkwinkel mit dem Akzeptanzwinkel des Abbildungssystems vergleicht. Für die berechnete Blendenzahl von 7,4 ergibt sich ein Akzeptanzwinkel von $3,9^\circ$. Der Bereich des Plasmas, der zu einem größeren Ablenkwinkel als dieser Grenzwinkel führt, erscheint in der Abbildung als Schatten.

Die simulierten Schattengrenzen (senkrechter Abstand zur Targetoberfläche) sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Dabei sind Vertrauensintervalle für die jeweiligen Schattengrößen angegeben, welche mögliche Abweichungen von der berechneten Blendenzahl durch Justageungenauigkeiten berücksichtigen.

Simulation						
ASE-Intensität [W/cm ²]	$2,5 \cdot 10^{10}$		$1 \cdot 10^{12}$		$5 \cdot 10^{13}$	
Pulsprofil	I	II	I	II	I	II
Schattengröße [μm]	5 – 6	5 – 6	10 – 13	12 – 15	29 – 34	33 – 38
Elektronendichte [10 ²⁰ cm ⁻³]	0,7 – 1	0,7 – 1	0,4 – 0,7	0,4 – 0,5	0,6 – 0,8	0,8 – 1,2
Experiment						
ASE-Intensität [W/cm ²]	$2,5 \cdot 10^{10}$		$1 \cdot 10^{12}$		$5 \cdot 10^{13}$	
Schattengröße [μm]	0 – 13		17 – 33		35 – 42	

Tabelle 5.1.: Simulierte Größe des Vorplasmashattens (senkrechter Abstand zur Targetoberfläche) für die drei genutzten ASE-Niveaus und die zwei idealisierten zeitlichen Pulsprofile I und II sowie die simulierten maximalen Elektronendichten an der Schattengrenze. Zum Vergleich sind die experimentell gemessenen Schattengrößen dargestellt.

Zusätzlich sind die simulierten maximalen Elektronendichten an der Schattengrenze gezeigt. Für die beiden niedrigen ASE-Intensitäten befindet sich dieses Maximum auf der Laserachse bei $y = 0$, während es für das höchste ASE-Niveau außerhalb der Laserachse ($|y| \geq 10 \mu\text{m}$) zu finden ist (vgl. Abbildung 5.7). Diese Werte liegen zwischen 1 % und 3 % der kritischen Dichte, die für die Wellenlänge des Teststrahls $4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ beträgt.

Zum Vergleich sind in Tabelle 5.1 ebenfalls die experimentell bestimmten Schattengrößen angegeben. Für die beiden höheren ASE-Niveaus wurde dazu der Mittelwert der Messwerte für Zeiten zwischen -250 ps und -100 ps bestimmt. Diese Werte wurden gewählt, um lediglich den Effekt der ASE zu betrachten und dabei einen Einfluss des genannten Vorpulses auszuschließen. Die Ungenauigkeiten ergeben sich durch gaußsche Fehlerfortpflanzung bei der Bildung des Mittelwertes. Für den höchsten Kontrast waren alle Messwerte der Schattengrößen ≤ 4 μm . Der dargestellte Toleranzbereich ergab sich aus den Ungenauigkeiten aller Messwerte zwischen -66 ps und 0 ps.

Die beiden verschiedenen Pulsprofile liefern für das niedrige Niveau identische Schattengrößen, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten sind. Mit steigendem ASE-Niveau wächst die simulierte Schattengröße, wie es auch im Experiment beobachtet wurde. Das Profil II zeigt für die beiden höheren ASE-Niveaus etwas größeren Plasmaschatten als das Profil I. Für die ASE-Intensität von $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ stimmen diese mit Profil II simulierten Daten gut mit den Messwerten überein. Dagegen liefern die Simulationen für das Zwischenniveau und beide Pulsprofile etwas zu niedrige Schattengrößen verglichen mit den experimentellen Werten.

Diese geringe Abweichung für das Zwischenniveau kann verschiedene Ursachen haben. Die Tatsache, dass die Simulation ebenfalls bei dem höchsten ASE-Niveau eine tendenziell geringere Schattengröße zeigt, könnte ein Hinweis auf Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der ASE-Intensität sein. Diese wurde nicht direkt gemessen sondern aus den Messungen des Intensitätsmaximums und des ASE-Kontrastes bestimmt. Hier ist die Bestimmung des Fokushalbmessers, der nicht beim Vollenergieschuss überprüft werden kann, die größte Fehlerquelle.

Darüber hinaus werden in der Simulation verschiedene Aspekte des Experiments nur in idealisierter Weise wiedergegeben, was mögliche Fehlerquellen darstellt. Beispielsweise wird die Energiedeposition des Lasers durch ein vereinfachtes Modell basierend auf der inversen Bremsstrahlung beschrieben. Mögliche Effekte bei der Propagation des Laserstrahls durch die inhomogene Elektronendichteverteilung des Plasmas bleiben dabei unberücksichtigt. Diese könnten zu einer weiteren Fokussierung oder Defokussierung des Laserstrahls und damit zu einer Änderung der erreichten Intensität führen.

Zudem ist nicht auszuschließen, dass ein möglicher Vorpuls außerhalb des Messbereichs des für die Kontrastmessung genutzten Autokorrelators zu einer weiteren Vergrößerung der Plasmawolke führt. Das beobachtete Absenken des Plasmaschattens bei Verringerung des ASE-Niveaus zeigt allerdings, dass der dominierende Beitrag zur Erzeugung des Vorplasmas durch die ASE geleistet wird. Daher ist naheliegend, dass ein solcher Vorpuls seinen Ursprung vor dem uOPA hat und durch einen hohen uOPA-Verstärkungsfaktor unterdrückt wird.

Zusammenfassend konnte durch die Messungen eine Verringerung der Vorplasmadimension bei Erhöhung des uOPA-Verstärkungsfaktors bestätigt werden. Der Vergleich mit Simulationen zeigt, dass die Schattengrenze einer Elektronendichte zwischen $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Die gemessene Ausdehnung des Vorplasmas stimmt für das höchste- und das niedrigste ASE-Niveau gut mit den simulierten Werten überein.

5.3 Ionenbeschleunigung mit dünnen Targets

Eine bedeutende Anwendung hochintensiver Laserpulse ist die lasergetriebene Ionenbeschleunigung. Seit mehreren Jahren werden am PHELIX-Laser Experimente zur Untersuchung des TNSA-Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung durchgeführt. Dieser Mechanismus stellt geringe Anforderungen an den zeitlichen Kontrast des Lasersystems und ist damit nahezu an allen Hochleistungslasern realisierbar, die Intensitäten im relativistischen Bereich ($I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$) zur Verfügung stellen.

Die während dieser Arbeit entwickelte Hochkontrastoption des PHELIX-Lasers ermöglicht darüber hinaus die Untersuchung neuer Beschleunigungsmechanismen, wie insbesondere des BOA-Mechanismus. Mit dem herkömmlichen PHELIX-System konnten entsprechende Experimente aufgrund der hohen Voraussetzungen an den Laserkontrast nicht durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Untersuchung des BOA-Mechanismus an PHELIX durchgeführt. Dabei wurden Plastiktargts mit definierten Dicken zwischen 200 nm und 1,2 μm genutzt. Bei der Verwendung solcher Targetdicken kommen typischerweise – zusätzlich zu den fest installierten Techniken zur Kontrastverbesserung (z.B. sättigbare Absorber, XPW) – Plasmaspiegel zum Einsatz, um einen ausreichenden Kontrast zu gewährleisten. Im beschriebenen Experiment war dies nicht erforderlich. Dies ist ein bedeutender Vorteil, da mit der Verwendung von Plasmaspiegeln neben dem erhöhten experimentellen Aufwand auch eine Verringerung der nutzbaren Laserenergie einhergeht.

Dieses Experiment stellt neben der Kontrastmessung mit dem Multipuls-Autokorrelator und der beschriebenen Vorplasmamessung eine weitere Verifizierung des hohen zeitlichen Kontrastes des PHELIX-Kurzpulses dar.

5.3.1 Experimenteller Aufbau, Targets und Diagnostiken

Der experimentelle Aufbau für die Ionenbeschleunigung mit transparenten Plastiktargts ist in Abbildung 5.9 skizziert. Der Umlenkspiegel (1) leitet den verstärkten und komprimierten PHELIX-Puls auf die Fokussierparabel (2) in der Targetkammer. Dabei wird dieselbe $f/1,7$ -Kupferparabel mit einer Brennweite von 40 cm wie in den Messungen zur Vorplasmaausdehnung genutzt. Das Target befindet sich im Fokus des Laserstrahls unter einem Winkel von 10° relativ zur Laserachse. Zur Optimierung des Laserfokus und der Targetposition wird das in Abschnitt 5.1 beschriebene Fokusdiagnosesystem verwendet.

Die Verkipfung des Targets relativ zur Propagationsrichtung des Lasers soll eine räumliche Separation der nach den beiden verschiedenen Mechanismen BOA und TNSA beschleunigten Ionen ermöglichen (vgl. Abbildung 5.9 b). Während die nach dem TNSA-Mechanismus beschleunigten Ionen sich senkrecht zur Targetoberfläche ausbreiten, was in zahlreichen Experimenten bestätigt wurde, ist für den BOA-Mechanismus eine Beschleunigung in Laserrichtung zu vermuten (vgl. Abschnitt 2.4.2). Dies wurde bisher noch nicht experimentell untersucht.

Zur Detektion der beschleunigten Ionen werden radiochromatische Filme (RCF) in Stapelkonfiguration [138] und ein Thomson-Parabel (TP)-Spektrometer [139] genutzt. Mit Hilfe des RCF-Stapels kann ein räumlich aufgelöstes Energiespektrum des beschleunigten Protonenstrahls bestimmt werden. Darüber hinaus können schwere Ionen sowie Protonen mit der TP detektiert werden, die eine Unterscheidung der beschleunigten Ionenspezies nach ihrem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis ermöglicht. Unmittelbar vor einem Experimentschuss wird die Fokusdiagnostik zur

Seite gefahren und durch den RCF-Stapel mit einer Abmessung von $6 \times 6 \text{ cm}^2$ ersetzt. Dieser befindet sich in einem Abstand von 5 cm zum Target und ist relativ zur Laserachse zentriert. Durch ein Loch mit einem Durchmesser von 4 mm in der Mitte des RCF-Stapels kann ein Teil des Ionenstrahls diesen unbeeinflusst passieren und mit der TP detektiert werden. Die Auswertung der RCF-Daten erfolgte im Rahmen einer Bachelorarbeit von S. Geschwind [140]. Die Daten der TP wurden von V. Schanz in seiner Bachelorthesis ausgewertet [141]. Technische Details zum Aufbau dieser Diagnostiken sowie genaue Informationen zu den jeweiligen Auswertemethoden sind in diesen Arbeiten dargelegt. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Daten der RCF-Diagnostik diskutiert. Eine Erläuterung der Ergebnisse, die mit der TP erhalten wurden, ist in der genannten Bachelorthesis zu finden.

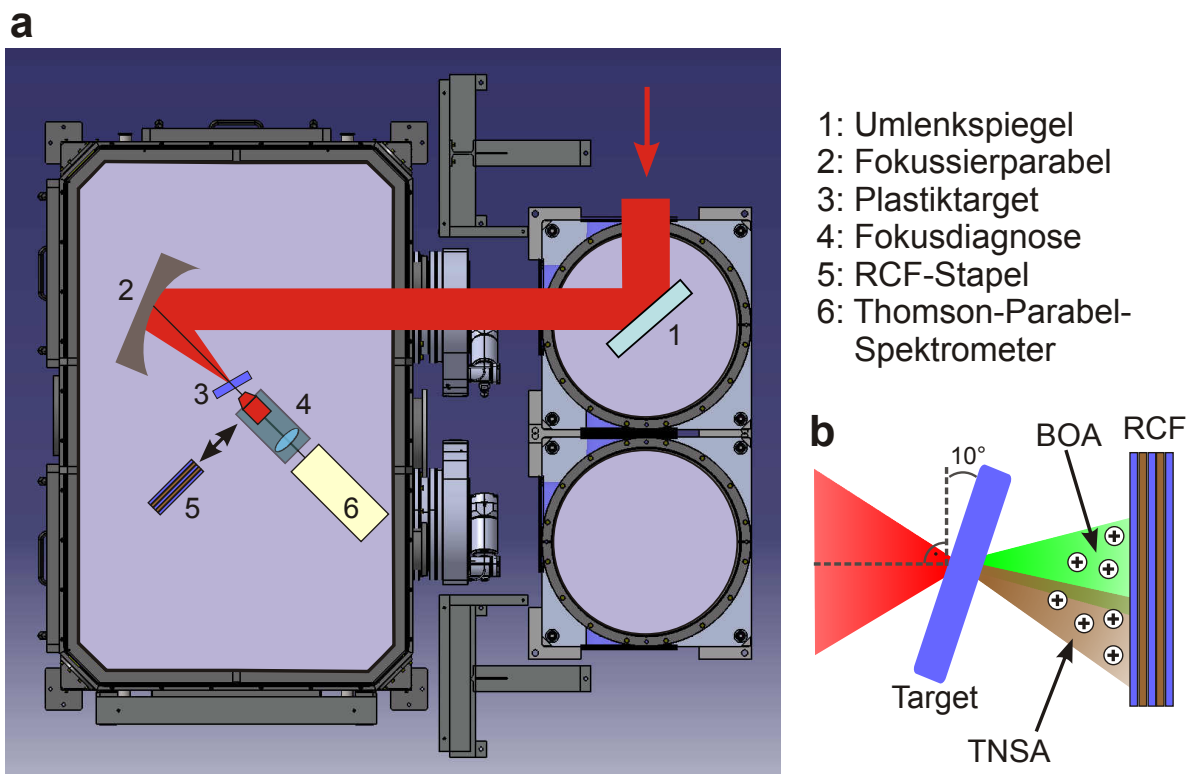


Abb. 5.9.: Experimenteller Aufbau zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung mit transparenten Plastiktargets in der PHELIX-Targetkammer.

Laserparameter

Durch die vereinfachte Strahlführung im Vergleich zu dem dargestellten Experiment zur Vorplasmacharakterisierung konnte während dieser Kampagne ein größerer Strahldurchmesser genutzt werden. Dies ermöglichte eine höhere Pulsenergie beim Vollenergieschuss und damit eine erhöhte Intensität. Mit einer Energie von 160 J nach der Kompression auf 500 fs und einem Fokussdurchmesser von $4 \mu\text{m}$ (FWHM), mit einem Anteil von 25 % der Gesamtenergie innerhalb der Halbwertsbreite des Fokus, wurden Intensitäten von $(4 - 8) \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ errechnet. Die Ungenauigkeit in der Intensität berücksichtigt Schwankungen in der Energie sowie Messfehler bei der Bestimmung der Pulsdauer und der gemessenen Fokusgröße. Eine zusätzliche Absenkung

dieser Maximalintensitäten durch Aberrationen, die bei der vollen Verstärkung des Laserpulses auftreten, ist dabei allerdings nicht auszuschließen.

In der Vorbereitung des beschriebenen Experimentes wurde mittels PIC-Simulationen (durchgeführt von O. Deppert) festgestellt, dass für die beschriebenen Laserparameter und das verwendete Targetmaterial die relativistische Transparenz für Targetdicken im Bereich von wenigen 100 nm eintreten sollte. Bei diesen idealisierten Simulationen wurden jedoch spezielle Gegebenheiten, wie beispielsweise die endliche Steigung der Anstiegsflanke des PHELIX-Pulses, außer Acht gelassen, sodass das tatsächliche Dickenoptimum experimentell ermittelt werden musste.

Um eine Zerstörung solcher dünnen Targets vor Eintreffen des Hauptpulses zu verhindern, wurde das niedrigste ASE-Niveau genutzt. Zudem gab es keine Vorpulse im gemessenen Pulsprofil (vgl. Abbildung 4.25). Mit dem in Abschnitt 4.2.2 bestimmten ASE-Kontrast von $(6 \pm 2) \cdot 10^{-12}$ und der oben genannten Maximalintensität ergibt sich eine ASE-Intensität von $(4 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$. Dieser Wert liegt unterhalb der Zerstörschwelle dielektrischer Medien [115]. Die Plasmazündung erfolgte damit erst während der Anstiegsflanke des Hauptpulses, die 100 ps vor dem Intensitätsmaximum aus dem ASE-Niveau hervortritt.

Targets

Die Realisierung des BOA-Mechanismus setzt ein kontrolliertes Zusammenspiel der Parameter Laserintensität, Laserkontrast und Targetdicke voraus. Eines der Hauptziele der beschriebenen Experimentkampagne war es, die in [35, 80] beschriebene Abhängigkeit von der Targetdicke zu überprüfen und ein Optimum für die genannten PHELIX-Parameter zu bestimmen. Dazu wurden Plastiktargts verschiedener Dicken zwischen 200 nm und 1,2 μm genutzt. Diese wurden am Detektor- und Targetlabor der TU Darmstadt im Rahmen der Masterarbeit von A. Tebartz für die Anwendung im beschriebenen Experiment hergestellt und charakterisiert [142].

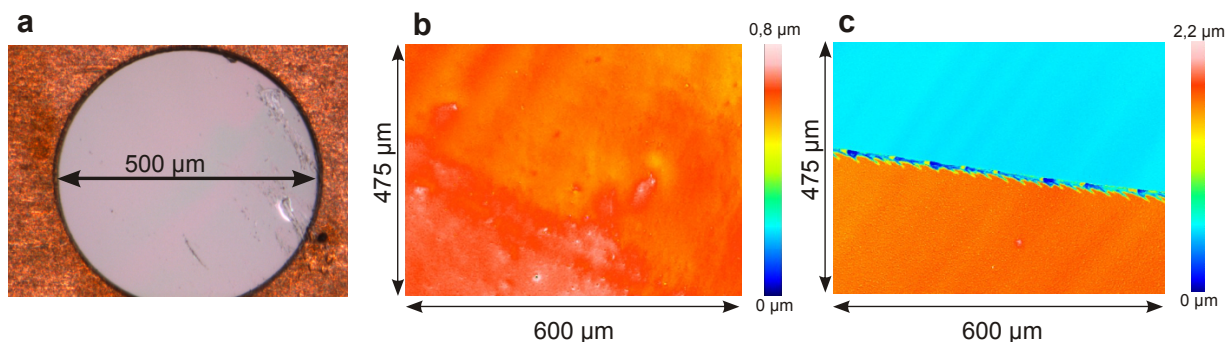


Abb. 5.10.: Targets für die Laser-Ionenbeschleunigung nach dem BOA-Mechanismus. **a:** Abbildung eines Plastiktargts in einem Kupferhalter, wie er im Experiment genutzt wurde. **b:** Interferometrisch gemessenes Höhenprofil des Targts in Falschfarbendarstellung. **c:** Interferometrisch gemessenes Höhenprofil am Übergang des Targts zu dem für den Herstellungsprozess verwendeten Glassubstrat. Abbildungen mit freundlicher Genehmigung von A. Tebartz [142].

Um definierte experimentelle Bedingungen zu erreichen, ist eine genaue Kenntnis der jeweiligen Targetdicke essentiell. Dies impliziert eine möglichst geringe Oberflächenrauheit der verwendeten Targets. Darüber hinaus ist ein hoher Wasserstoffanteil für die Beschleunigung von Protonen nach dem BOA-Mechanismus wünschenswert [62]. Diese Anforderungen konnten durch Herstellung der Folien aus Polymethylpenten mit einem Wasserstoff-Kohlenstoff-Verhältnis von 2 : 1 durch

das Verfahren der Rotationsbeschichtung erfüllt werden. Dieses Verfahren wurde hinsichtlich einer glatten Targetoberfläche und einer präzisen Dickeneinstellung optimiert. Abbildung 5.10 zeigt ein Plastiktargget, das für die Verwendung im Experiment auf einen Kupferhalter mit einem kreisförmigen Ausschnitt aufgebracht wurde (**a**) sowie interferometrische Messungen des Höhenprofils des Targets (**b** und **c**). Die Messungen ergaben eine Ungenauigkeit der jeweiligen Targetdicke von 20 % für die dünnsten Targets (200 nm) und 7 % für die dicksten Targets (1,2 μm) (Details zu den jeweiligen Messmethoden sind in [142] beschrieben).

Radiochromatische Filme

Die radiochromatischen Filme stellen die Hauptdiagnostik zur Charakterisierung des laserbeschleunigten Protonenstrahles im beschriebenen Experiment dar. Die Funktionsweise der RCFs und die spezielle Auswertemethode, welche im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde, soll im Folgenden skizziert werden. Eine detaillierte Beschreibung dieser Standarddiagnostik ist in [138, 140, 143, 144] gegeben.

Trifft ein Proton auf die aktive Schicht eines radiochromatischen Filmes, kommt es dort zu einer Polymerisationsreaktion. Auf diese Weise ändert sich das Absorptionsspektrum und es tritt eine Färbung des vorher transparenten Filmes ein, deren Grad von der Energie abhängt, die in der aktiven Schicht deponiert wurde [145]. Neben Protonen können auch schwere Ionen, Neutronen, Elektronen oder hochenergetische elektromagnetische Strahlung eine solche Färbung hervorrufen. Etwa 80 % dieser Färbung tritt sofort und ohne weitere Nachbearbeitung ein, was eine zeitnahe Beurteilung der jeweiligen Ionenausbeute im Experiment ermöglicht. Dennoch ist ein Nachdunkeln des Filmes zu erwarten, weshalb das Einscannen und Auswerten wie in vorherigen Arbeiten [143] erst 24 Stunden nach Bestrahlung des RCF erfolgte. Im Rahmen des beschriebenen Experimentes wurden drei verschiedene Typen der *GAFCHROMIC* radiochromatischen Filme der Firma Ashland genutzt: HD-V2, MD-V2 und EBT3 [146]. Diese unterscheiden sich vor allem in der Dicke ihrer aktiven Schicht und weisen somit unterschiedliche Sensitivitäten auf.

Wie in [143] dargelegt wurde, ermöglicht die Verwendung der RCFs in Stapelkonfiguration eine energie- und orts aufgelöste Messung des beschleunigten Protonenstrahles. Dabei macht man sich die unterschiedliche Eindringtiefe von Protonen verschiedener Energien in den RCF-Stapel zu Nutze. Da die maximale Energiedeposition und damit die maximale Färbung durch den Bragg-Peak erzeugt wird, lässt sich jedem Film eine entsprechende Teilchenenergie zuordnen. Durch Verwendung von Kupfer- und Nickelschichten mit Dicken im Bereich von 100–500 μm zwischen den Filmen kann mit ca. 10–15 RCFs ein ausgedehnter Messbereich bis zu einer maximal detektierbaren Protonenenergie von mehreren 10 MeV mit einer Energieauflösung von wenigen MeV erzielt werden. Schwere Ionen werden dabei aufgrund ihres hohen Bremsvermögens bereits in den ersten Schichten des RCF-Stapels gestoppt. Dies ermöglicht es, das Protonenspektrum unabhängig von weiteren Ionenspezies zu bestimmen.

Die optimale Zusammensetzung eines RCF-Stapels richtet sich nach der erwarteten Maximalenergie und der gewünschten Energieauflösung und wurde für das beschriebene Experiment mit einer Matlab-Routine kalkuliert, die in der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik an der TU Darmstadt entwickelt wurde. Die Routine nutzt Werte für den Energieverlust geladener Teilchen in Materie, welche mit der Software SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [147] bestimmt wurden, um die Reichweite der Protonen in einem RCF-Stapel zu bestimmen. Ein beispielhafter RCF-Stapel, wie er in der beschriebenen Experimentkampagne genutzt wurde, ist in Abbildung 5.11 schematisch skizziert.

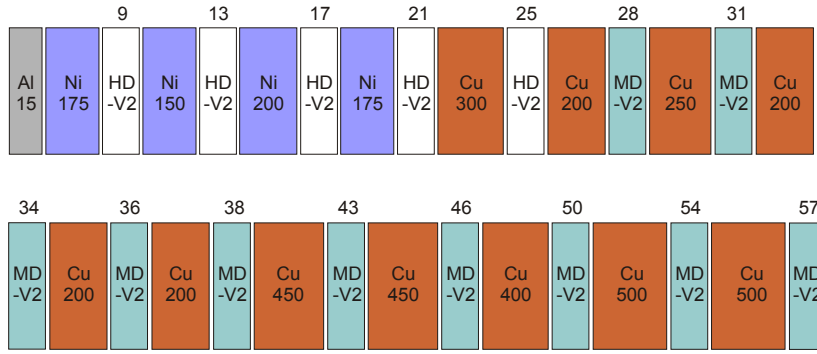


Abb. 5.11.: Schematische Darstellung eines beispielhaften RCF-Stapels wie er während der beschriebenen Experimentkampagne verwendet wurde. Die Zahlen über den radiochromatischen Filmen beschreiben die anfänglichen Energien von Protonen in MeV, die in den jeweiligen Folien gestoppt werden. Auf den jeweiligen Kupfer-, Aluminium- und Nickelschichten sind die Dicken dieser Folien in µm angegeben.

Die Möglichkeit der räumlich aufgelösten Messung ist ein entscheidender Vorteil im Vergleich zu anderen Standarddiagnostiken wie beispielsweise der Thomson-Parabel, die nur einen sehr begrenzten Raumwinkelbereich abdecken. Wie sich in Abschnitt 5.3.2 zeigen wird, können auf diese Weise neue Erkenntnisse über die Strahlrichtung der nach dem BOA-Mechanismus beschleunigten Protonen gewonnen werden. Zudem erwies es sich im Experiment als schwierig, die Richtung der Ionen maximaler Energie vorherzusagen, weshalb es mit der TP nicht möglich war, das Energiemaximum zuverlässig zu bestimmen.

Die gefärbten RCFs werden 24 Stunden nach der Bestrahlung mit einem kalibrierten Scanner (Microtek, ArtixScan 1800F) digitalisiert. Mit Hilfe einer Matlab-Routine (Abwandlung der *Spektrum GUI* aus [61]), kann aus den eingescannten Filmen das Protonenspektrum rekonstruiert werden. Dabei werden die Farbwerte unter Verwendung von experimentell bestimmten Kalibrierdaten [144] für die verwendeten RCFs und den genutzten Scanner zunächst in die pro Pixel deponierte Energiedosis umgerechnet.

Der Zusammenhang zwischen der bestimmten deponierten Energiedosis E_{dep} in einer Folie und dem differentiellen Energiespektrum des Protonenstrahles $\frac{dN(E)}{dE}$ mit der Protonenzahl N und der Energie E ist durch die Faltung

$$E_{\text{dep}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{cut}}} \frac{dN(E)}{dE} E_{\text{loss}}(E) dE \quad (5.3)$$

gegeben. Dabei ist $E_{\text{loss}}(E)$ die Energiedeposition eines Protons mit der Energie E im entsprechenden Film. Diese wurde für die Auswertung mit Hilfe der Software SRIM bestimmt. E_{min} stellt die minimale Energie dar, die ein Proton anfänglich haben muss, um die jeweilige Folie zu erreichen und E_{cut} ist die Maximalenergie des auftreffenden Protonenstrahles. Aus Gl. 5.3 wird das differentielle Energiespektrum durch numerisches Entfalten bestimmt. Dazu muss eine Annahme über die funktionelle Abhängigkeit des Energiespektrums gemacht werden. Das folgende semi-empirische Spektrum hat sich dabei in vielen Fällen als geeignet erwiesen, um die experimentellen Daten optimal zu beschreiben [61, 143, 148]:

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{N_0}{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (5.4)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante und N_0 und T sind freie Parameter, die zur Anpassung der Funktion an die experimentellen Daten verwendet werden. Dazu werden die in den Folien deponierten Energien gemäß Gl. 5.3 berechnet und die Parameter N_0 , T und E_{cut} in einem iterativen Algorithmus variiert, um die Abweichung der berechneten Energiedepositionen von den experimentell bestimmten Werten zu minimieren.

5.3.2 Ergebnisse

Mit dem beschriebenen experimentellen Aufbau wurden Schüsse auf Plastiktargets verschiedener Dicken zwischen 200 nm und 1,2 μm durchgeführt. Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse von drei beispielhaften Schüssen diskutiert.

Abbildung 5.12 zeigt die 16 RCFs eines Stapels, die aus einem Schuss auf ein Target der Dicke $745 \mu\text{m} \pm 9\%$ resultieren. Der RCF-Stapel war relativ zur Laserachse zentriert.

Die ersten Folien für niedrige Energien zeigen eine Überlagerung zweier unterschiedlicher Strahlprofile, von denen eines zentriert auf dem RCF und das andere seitlich in Richtung der Targetnormalen verschoben ist (vgl. Markierung auf dem zweiten radiochromatischen Film). Der verschobene Strahl ist nur teilweise auf dem RCF-Stapel zu sehen und weist ein deutliches, abgegrenztes Strahlprofil auf, während der zentrierte Teil in den ersten Folien ein weniger definiertes Profil zeigt.

Für mittlere Energien zwischen 22 MeV und 34 MeV laufen die Strahlprofile ineinander und eine Trennung kann hier nur erahnt werden. Allerdings nimmt der Durchmesser beider Profile zu höheren Energien ab, was speziell für TNSA aus früheren Arbeiten bekannt ist [61, 143, 148]. Für 36 MeV sind die Strahldurchmesser so weit reduziert, dass zwei räumlich getrennte Anteile zu erkennen sind. Beide Profile sind nun komplett auf dem RCF zu sehen.

Die intensivere Färbung der Filme ab einer Energie von 36 MeV ist auf die höhere Sensitivität der hier verwendeten MD-V2 Filme (blassblau) im Vergleich zu den für niedrige Energien genutzten HD-V2 Filmen (gelblich-grün) zurückzuführen. Insgesamt ist eine Abnahme der Färbung hin zu höheren Energien festzustellen, die auf ein abfallendes Energiespektrum schließen lässt. Während für das seitlich verschobene Strahlprofil eine Färbung bis zu einer Energie von 38,6 MeV beobachtet wird, ist das zentrierte Profil bis zu einer Energie von 61,1 MeV zu erkennen.

In Übereinstimmung mit zahlreichen Experimenten und theoretischen Modellen [13, 27, 28, 63, 66] kann der Strahl, der in Richtung der Targetnormalen propagiert, auf eine Beschleunigung nach dem TNSA-Mechanismus zurückgeführt werden. Für den BOA-Mechanismus wird dagegen angenommen, dass die Richtung der Beschleunigung durch die Laserrichtung bestimmt ist (vgl. Abschnitt 2.4.2). Das zentrierte Strahlprofil auf den RCFs kann daher dem BOA-Mechanismus zugeschrieben werden.

Diese Zuordnung der beiden Strahlprofile zu den jeweiligen Mechanismen wird durch die Ergebnisse von Schüssen auf Targets verschiedener Dicken bekräftigt. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben wurde, hängt die Effizienz der Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus für gegebene Laserparameter stark von der verwendeten Targetdicke ab. Für den TNSA-Mechanismus ist dagegen aus vorhergehenden Experimenten bekannt, dass die Abhängigkeit von der Targetdicke deutlich schwächer ausgeprägt ist und nur über einen weiten Dickenbereich eine Beeinflussung der Ionenbeschleunigung stattfindet [63].

In Abbildung 5.13 sind die RCFs von einem Schuss auf ein Target der Dicke $199 \text{ nm} \pm 20\%$ gezeigt. Auf der ersten Folie, die einer Protonenenergie von 9,1 MeV entspricht, sind ebenfalls zwei Anteile zu erkennen. Im Vergleich zu Abbildung 5.12 ist der zentrierte Anteil jedoch deutlich

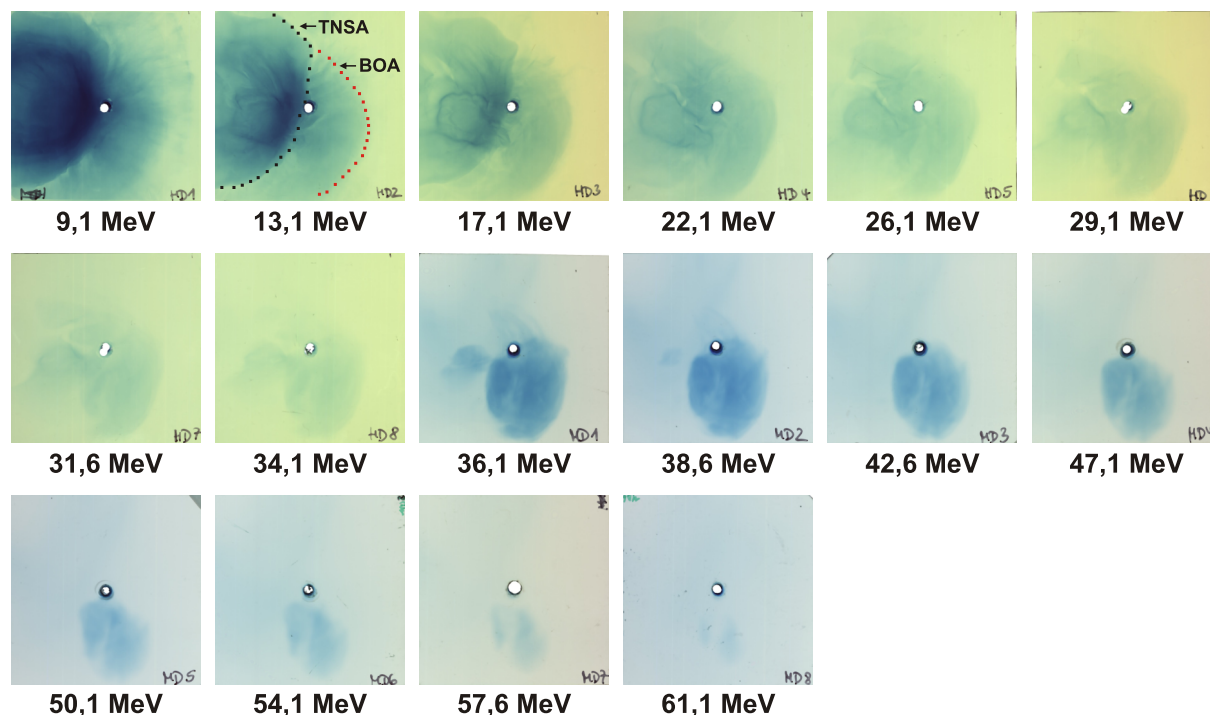


Abb. 5.12.: Radiochromatische Filme von einem Schuss auf ein Target der Dicke $745 \text{ nm} \pm 9\%$ mit einer Laserenergie von 171 J nach der Kompression auf 500 fs . Die unter den einzelnen Filmen notierten Energiewerte entsprechen den anfänglichen Energien der Protonen, die in der jeweiligen Folie gestoppt werden. Der RCF-Stapel war relativ zur Laserachse zentriert. Die beiden Profile (vgl. Markierung auf dem zweiten Film) werden den beiden Mechanismen TNSA und BOA zugeschrieben.

schwächer und es zeichnet sich kein eindeutig abgrenzbares Strahlprofil ab. Zu höheren Energien verschwindet dieser Anteil, während der TNSA-Strahl noch bis zu einer Maximalenergie von $31,1 \text{ MeV}$ eine Färbung erzeugt. Dieses Energiemaximum liegt im gleichen Bereich wie das mit dem Target der Dicke 745 nm erreichte Maximum. Der etwas niedrigere Wert kann auf eine um 30% verringerte Laserenergie bei diesem Schuss zurückgeführt werden. Für die Abhängigkeit der maximalen Ionenenergie von der Laserenergie beim TNSA-Mechanismus wird in der Literatur oftmals von einer Skalierung mit der Quadratwurzel der Laserenergie ausgegangen [34, 63]. Normiert man die Maximalenergien auf die Quadratwurzel der Laserenergie, so erhält man für das 745 nm dicke Target einen Wert von $2,64 \text{ MeV/J}^{0,5}$ und für das Target der Dicke 199 nm einen Wert von $2,59 \text{ MeV/J}^{0,5}$. Diese Werte stimmen im Rahmen der Messungenauigkeiten überein.

Ein ähnliches Verhalten ist bei Schüssen auf dickere Targets zu beobachten. Abbildung 5.14 zeigt beispielhaft die RCFs von einem Schuss auf ein Target der Dicke $1161 \text{ nm} \pm 7\%$. Auch hier erkennt man zwei überlagerte Strahlprofile auf den ersten Folien. Wie bei dem Target der Dicke 199 nm ist der zentrierte Anteil nur auf den ersten Folien zu erkennen, während der TNSA-Strahl auch bei höheren Energien noch eine Färbung erzeugt. Die Auswertung ergibt ein Energiemaximum von $33,6 \text{ MeV}$ (normiert auf die Quadratwurzel der Laserenergie: $2,7 \text{ MeV/J}^{0,5}$), das damit ebenfalls mit den Werten übereinstimmt, die mit den beiden dünneren Targets (199 nm und 745 nm) erreicht wurden.

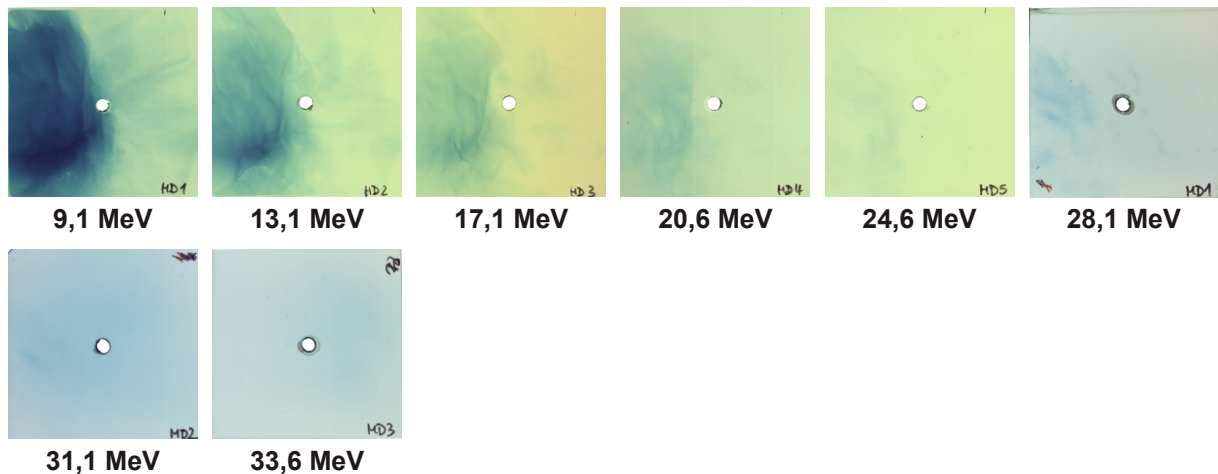


Abb. 5.13.: Radiochromatische Filme von einem Schuss auf ein Target der Dicke $199 \text{ nm} \pm 20\%$. Die Laserenergie betrug 115 J nach dem Kompressor. Die unter den einzelnen Filmen notierten Energiewerte entsprechen den anfänglichen Energien der Protonen, die in der jeweiligen Folie gestoppt werden. Der RCF-Stapel war relativ zur Laserachse zentriert.

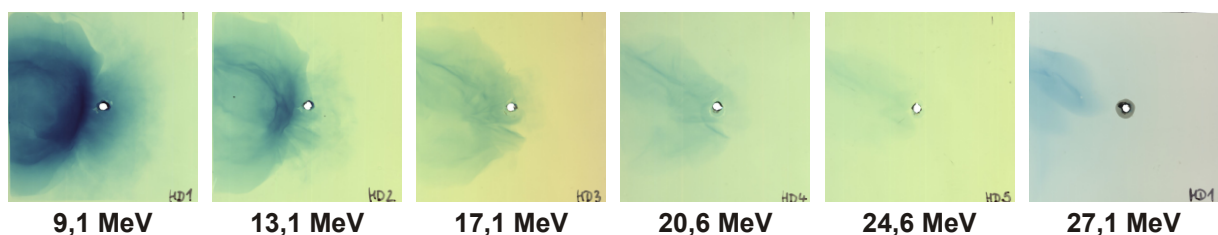


Abb. 5.14.: Radiochromatische Filme von einem Schuss auf ein Target der Dicke $1161 \text{ nm} \pm 7\%$ mit einer Laserenergie von 122 J nach dem Kompressor. Die unter den einzelnen Filmen notierten Energiewerte entsprechen den anfänglichen Energien der Protonen, die in der jeweiligen Folie gestoppt werden. Der RCF-Stapel war relativ zur Laserachse zentriert.

Des Weiteren ist zu beobachten, dass mit dickeren Targets für den TNSA-Strahl ein homogeneres und klarer abgegrenztes Protonenstrahlprofil erreicht wird. Diese Beobachtung erinnert an frühere Studien, die eine Homogenisierung des nach TNSA beschleunigten Protonenstrahles bei Erhöhung der Targetdicke zeigten [149]. In [61, 149] wird dies durch Propagationseffekte des laserbeschleunigten Elektronenstrahls im Target erklärt. Dabei wurden allerdings Targets mit Dicken im Bereich von 1–100 μm verglichen. Für die hier verwendeten sub- μm -Targets ist dagegen keine merkliche Homogenisierung des Ionenstrahls aufgrund der Elektronenpropagation zu erwarten. Stattdessen nimmt ein anderer Effekt Einfluss auf das Ionenstrahlprofil: Während der Anstiegsflanke des Laserpulses wird die Schwelle zur Ionisation des Targetmaterials überschritten. Ist das Target dick genug, so erreicht die dabei erzeugte Schockwelle nicht die Targetrückseite vor dem Eintreffen des Hauptpulses. In diesem Fall wird der TNSA-Mechanismus nicht durch die Schockwelle beeinflusst. Unterhalb einer bestimmten minimalen Dicke kommt es dagegen zum

Schockausbruch, bevor der Hauptpuls das Target erreicht. Nun können zwei Fälle eintreten (eine detaillierte Diskussion ist in Abschnitt 2.4.1 gegeben): Ist der zeitliche Abstand zwischen Ausbruch der Schockwelle und Eintreffen des Hauptpulses groß beziehungsweise ist die in der Schockwelle enthaltene Energie ausreichend, um ein ausgedehntes Plasma auf der Targetrückseite zu erzeugen, so ist keine Beschleunigung nach dem TNSA-Mechanismus möglich. Ein späterer Schockausbruch oder eine schwächere Schockwelle bewirkt dagegen lediglich eine Deformierung der Oberfläche der Targetrückseite und beeinflusst damit das Ionenstrahlprofil. Eine Beschleunigung der Ionen auf hohe Energien kann dabei weiterhin erfolgen [71].

Der Vergleich weiterer Schüsse mit Targetdicken zwischen 200 nm und 700 nm deutet darauf hin, dass der beschriebene vorzeitige Schockausbruch unterhalb einer minimalen Targetdicke zwischen 200 nm und 400 nm auftritt. Dies ist konsistent mit der Annahme, dass die Schockwelle während der Anstiegsflanke des Laserpulses erzeugt wird. Würde die Plasmazündung durch die ASE bereits Nanosekunden vor dem Eintreffen des Hauptpulses erfolgen, so würde es bei Targetdicken im Bereich weniger Mikrometer zur Beeinflussung des TNSA-Mechanismus durch den Ausbruch der Schockwelle kommen. Dies wurde an verschiedenen Lasersystemen mit konventionellem ASE-Kontrast ($\sim 10^7$) und maximalen Intensitäten um 10^{20} W/cm^2 untersucht [63]. In diesen Experimenten wurde ein Abbruch des TNSA-Mechanismus bei Verwendung von Targetdicken im Bereich weniger Mikrometer beobachtet, der sich durch ein abruptes Abfallen der maximalen Protonenenergien abzeichnete. Bei Erhöhung des ASE-Kontrastes auf Werte um 10^{10} konnten dagegen auch mit Targets im 100 nm-Bereich hohe Maximalenergien erzielt werden, die den mit dickeren Targets erreichten Energien entsprachen.

Bei früheren Tests am PHELIX-Laser fand die beschriebene Unterdrückung des TNSA-Mechanismus aufgrund des Ausbruchs einer Schockwelle bei Targetdicken zwischen $2 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$ statt. In Konsistenz mit Experimenten von Batani [71] sowie mit früheren Kontrastmessungen kann dieses damalige Ergebnis auf eine Intensität von $I \geq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ im ns-Bereich vor dem Intensitätsmaximum zurückgeführt werden, die durch ASE und komprimierte Vorpulse entstand.

Das anhand der drei Schüsse beispielhaft diskutierte Verhalten konnte auch bei weiteren Schüssen auf Targets mit verschiedenen Dicken zwischen 200 nm und 1200 nm beobachtet werden.

Zusammenfassend konnten bei der Verwendung von Targets mit Dicken zwischen 200 nm und $1,2 \mu\text{m}$ zwei räumlich getrennte Protonenstrahlen identifiziert werden, die den beiden Mechanismen TNSA und BOA zuzuschreiben sind. Die Maximalenergie des TNSA-Strahls ist dabei unabhängig von der verwendeten Targetdicke und liegt im Mittel über alle durchgeführten Schüsse bei etwa 34 MeV. Dagegen weisen die nach dem BOA-Mechanismus beschleunigten Protonen nur für eine Targetdicke von 745 nm eine hohe Maximalenergie auf. Dieser Wert reicht bis über 61 MeV und überschreitet damit das Energiemaximum des TNSA-Strahls um etwa einen Faktor 2.

Im Speziellen kann durch die Tatsache, dass mit der Reduktion der Targetdicke bis auf 200 nm keine Verringerung der Maximalenergie der nach TNSA beschleunigten Protonen einhergeht, die Erzeugung einer Schockwelle durch ASE oder Vorpulse im ns-Bereich ausgeschlossen werden. Die beobachtete Veränderung des Ionenstrahlprofils bei Targetdicken unterhalb von 400 nm kann auf eine Plasmazündung während der Anstiegsflanke des Laserpulses zurückgeführt werden. Dies stellt eine weitere Bestätigung des hohen Kontrastes des PHELIX-Pulses bis auf 100 ps vor dem Intensitätsmaximum dar.

5.3.3 Quantitative Analyse

Zur weiteren Analyse der Messungen werden im Folgenden die Energiespektren der beschleunigten Protonen bestimmt. Da die räumlichen Profile der beiden Teilstrahlen (BOA und TNSA) im RCF-Stapel überlagern, kann der in Abschnitt 5.3.1 beschriebene Algorithmus nicht getrennt auf beide Strahlen angewandt werden. Um dennoch für einige Schüsse separate Spektren für den TNSA- und den BOA-Strahl zu bestimmen, wurde die Auswertemethode weiterentwickelt. Dazu wurde ausgenutzt, dass die BOA-Protonen für Schüsse mit der optimalen Targetdicke höhere Maximalenergien erreichen als die TNSA-Protonen und somit einige Filme des RCF-Stapels lediglich ein Profil des BOA-Strahls aufweisen (vgl. Abbildung 5.12). Diese Filme werden genutzt, um das BOA-Spektrum $\frac{dN_{\text{BOA}}(E)}{dE}$ zu bestimmen mit

$$E_{\text{dep(BOA)}} = \int_{E_{\text{min(BOA)}}}^{E_{\text{cut(BOA)}}} \frac{dN_{\text{BOA}}(E)}{dE} E_{\text{loss}}(E) dE . \quad (5.5)$$

Die Konstanten sind dabei entsprechend Gleichung 5.3 die in den RCFs deponierte Energie $E_{\text{dep(BOA)}}$, die mittels der SRIM-Software bestimmten Energieverlustwerte E_{loss} sowie die minimale Energie von Protonen $E_{\text{min(BOA)}}$, welche die jeweilige Folie erreichen. Es wird ein Spektrum der Form nach Gl. 5.4 genutzt und die Größen N_0 , $k_B T$ und $E_{\text{cut(BOA)}}$ als Fitparameter verwendet.

Das TNSA-Spektrum wird anschließend aus den RCFs bestimmt, welche beide Strahlprofile enthalten. Dazu wird das zuvor ermittelte BOA-Spektrum zu niedrigen Energien hin extrapoliert. Die von beiden Teilstrahlen deponierte Energie $E_{\text{dep(BOA+TNSA)}}$ kann damit beschrieben werden durch

$$E_{\text{dep(BOA+TNSA)}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{cut(BOA)}}} \left(\frac{dN_{\text{BOA}}(E)}{dE} + \frac{dN_{\text{TNSA}}(E)}{dE} \right) E_{\text{loss}}(E) dE \quad (5.6)$$

mit dem extrapolierten BOA-Spektrum $\frac{dN_{\text{BOA}}(E)}{dE}$ und dem zu bestimmenden TNSA-Spektrum $\frac{dN_{\text{TNSA}}(E)}{dE}$. Für Letzteres wird ebenfalls eine Funktion der Form nach Gl. 5.4 angenommen. Nun werden die Parameter des TNSA-Spektrums variiert, um die gemessenen deponierten Energien zu reproduzieren, während die Parameter des BOA-Spektrums konstant gehalten werden.

Diese Methode ist nur anwendbar, wenn mehrere RCFs zur Verfügung stehen, die ausschließlich das BOA-Profil aufweisen. In der beschriebenen Experimentkampagne war das für zwei Schüsse mit einer Targetdicke von 745 nm der Fall. Für die verbleibenden Schüsse wurde ein Gesamtspektrum bestimmt, das beide Teilstrahlen mit einbezieht.

Die resultierenden Fitparameter sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Für das Target der Dicke 199 nm war es nicht möglich, die gemessenen Daten mit der beschriebenen Routine zu reproduzieren. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass die Protonen ein von der verwendeten Form (Gl. 5.4) abweichendes Spektrum aufweisen. Die dargestellte Maximalenergie wurde in diesem Fall aus dem letzten RCF ermittelt, der gerade noch eine Färbung zeigte. Für die anderen Schüsse konnte im Rahmen des Messfehlers eine Übereinstimmung dieser Werte mit den Maximalenergien aus der Routine beobachtet werden.

Für die betrachteten Schüsse wurde eine Schwankung der Laserenergie um bis zu 30% beobachtet. Um dennoch eine von den Energieschwankungen unabhängige Aussage treffen zu können, wurden die maximalen Protonenenergien auf die Quadratwurzel der jeweiligen Laserenergie normiert. Für TNSA ist eine solche Normierung wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben

aufgrund bekannter empirischer und theoretischer Skalierungsgesetze naheliegend. Für BOA zeigen erste Messungen an dem mit PHELIX vergleichbaren Lasersystem TRIDENT am Los Alamos National Laboratory ebenfalls eine Skalierung der Ionenenergien mit der Quadratwurzel der Laserenergie [62]. Aus diesem Grund wurde die genannte Normierung hier auch für den BOA-Strahl genutzt.

Schuss	Targetdicke [nm]	BOA TNSA	N_0 [$1/10^{12}$]	$k_B T$ [MeV]	E_{cut} [MeV]	E_{norm} [MeV/J ^{0,5}]
7418	199 ± 20 %	TNSA	-	-	31,1	2,5
7440	745 ± 9 %	TNSA	1,6 ± 0,2	9,5 ± 1,0	25,5	1,8
		BOA	0,9 ± 0,1	19,5 ± 0,7	54,5	3,8
7444	414 ± 14 %	BOA+TNSA	1,3 ± 0,3	21,6 ± 5,8	38,5	2,7
7446	587 ± 18 %	BOA+TNSA	1,7 ± 0,5	11,1 ± 2,8	33,0	2,4
7448	1161 ± 7 %	BOA+TNSA	0,8 ± 0,4	16,4 ± 10,6	27,0	2,2
7451	745 ± 9 %	TNSA	2,2 ± 0,3	14,7 ± 1,9	38,0	2,6
		BOA	0,7 ± 0,1	15,6 ± 0,4	64,6	4,4
7454	1161 ± 7 %	BOA+TNSA	1,2 ± 0,2	8,5 ± 0,8	33,6	2,5
7456	350 ± 7 %	BOA+TNSA	1,2 ± 0,2	20,1 ± 3,7	42,7	3,1

Tabelle 5.2.: Fitparameter der Protonenspektren. Bei den Schussnummern handelt es sich um die interne Nummerierung der PHELIX-Schussdatenbank. Für die Schüsse 7440 und 7451 konnte jeweils ein separates BOA- und TNSA-Spektrum bestimmt werden. Für die verbleibenden Schüsse wurde ein Gesamtspektrum bestimmt, das beide Anteile enthält. Zusätzlich ist in der letzten Spalte die auf die Quadratwurzel der Laserenergie normierte maximale Protonenenergie aufgeführt. Zugunsten der Übersichtlichkeit sind die Fehler der Maximalenergien in der Tabelle nicht gezeigt. Ungenauigkeiten der Maximalenergien ergeben sich aus dem energetischen Abstand der RCFs und betragen bis zu 10 % der angegebenen Werte.

Zur graphischen Darstellung der Energiespektren wird die Anzahl der Protonen pro 1 MeV-Energieintervall bestimmt. Dazu wird das ermittelte differentielle Spektrum $\frac{dN(E)}{dE}$ über Intervalle von 1 MeV bis zur maximalen Energie E_{cut} integriert

$$N(E_i)_{1\text{MeV}} = \int_{E_i-0,5\text{MeV}}^{E_i+0,5\text{MeV}} \frac{dN(E)}{dE} dE . \quad (5.7)$$

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.15 und 5.16 beispielhaft für die zwei Schüsse mit einer Targetdicke von 745 nm dargestellt. In beiden Fällen war eine getrennte Bestimmung der BOA- und TNSA-Spektren nach der beschriebenen Methode möglich.

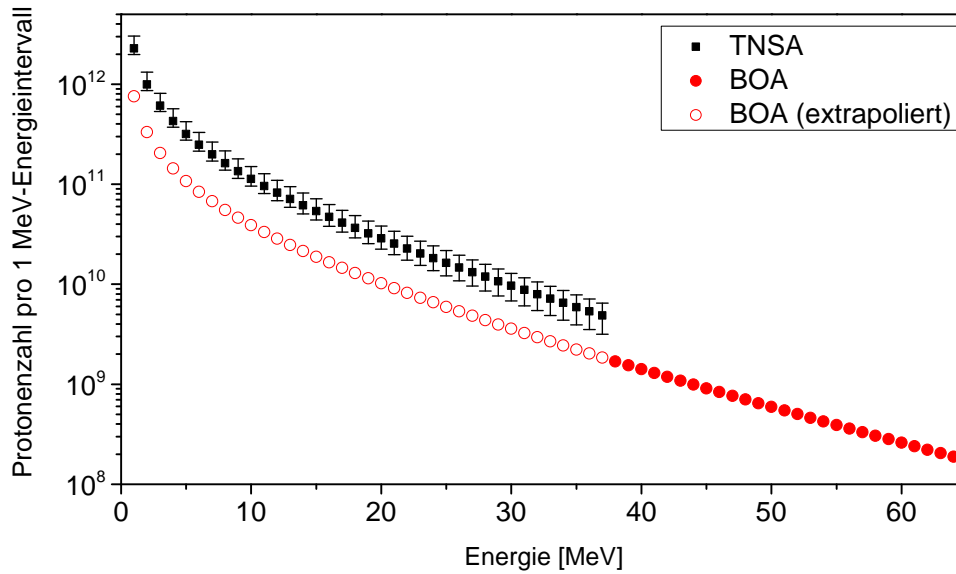


Abb. 5.15.: Protonenzahl pro Energieintervall von 1 MeV für eine Targetdicke von 745 nm \pm 9 % (Schussnummer der PHELIX-Schussdatenbank: 7451). Die roten Kreise stellen das BOA-Spektrum dar. Volle Kreise kennzeichnen dabei die Werte, die sich aus der Anpassung an die experimentellen Daten in der beschriebenen Routine ergeben, leere Kreise resultieren aus der Extrapolation dieses Spektrums. Die Fehlerbalken befinden sich innerhalb der dargestellten Kreise. Die schwarzen Quadrate zeigen das TNSA-Spektrum.

Die Spektren zeigen für niedrige Energien jeweils eine höhere Anzahl an TNSA-Protonen. Diese ermittelten Werte bilden nur eine untere Schranke für die tatsächlichen Protonenzahlen, da nicht der komplette TNSA-Strahl im RCF detektiert wurde (vgl. Abbildungen 5.12, 5.13 und 5.14). Anhand der Strahlprofile auf den RCFs kann eine verglichen mit den gemessenen Werten um bis zu 30 % erhöhte Anzahl an Protonen abgeschätzt werden. Dies ist in den Fehlerbalken der gezeigten Spektren berücksichtigt. Die BOA-Protonen weisen für niedrige Energien etwas geringere Teilchenzahlen auf, die allerdings in der gleichen Größenordnung wie die Protonenzahlen der TNSA-Spektren liegen.

Zu höheren Energien nehmen die Protonenzahlen der BOA- und TNSA-Spektren kontinuierlich ab. In Abbildung 5.15 sind die Steigungen der Kurven nahezu gleich, sodass der TNSA-Strahl bis zu seinem Energiemaximum eine höhere Teilchenzahl beinhaltet als der BOA-Strahl. Das BOA-Spektrum in Abb. 5.16 zeigt einen deutlich langsameren Abfall und weist somit bereits für

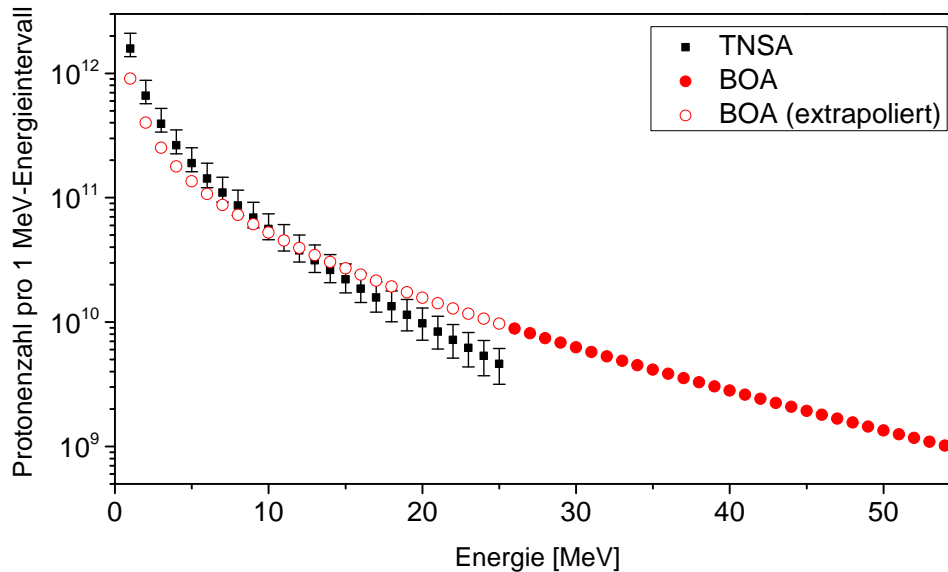


Abb. 5.16.: Protonenzahl pro Energieintervall von 1 MeV für eine Targetdicke von $745 \text{ nm} \pm 9\%$ (Schussnummer der PHELIX-Schussdatenbank: 7440). Die roten Kreise stellen das BOA-Spektrum dar. Volle Kreise kennzeichnen dabei die Werte, die sich aus der Anpassung an die experimentellen Daten in der beschriebenen Routine ergeben, leere Kreise resultieren aus der Extrapolation dieses Spektrums. Die Fehlerbalken befinden sich innerhalb der dargestellten Kreise. Die schwarzen Quadrate zeigen das TNSA-Spektrum.

Energien unterhalb des Energiemaximums der TNSA-Protonen eine höhere Teilchenzahl auf. Aufgrund der unzureichenden Datenlage kann an dieser Stelle nur vermutet werden, dass es sich bei diesem Unterschied der Steigungen beider Kurven um Schuss-zu-Schuss-Schwankungen handelt. Um genauere Aussagen treffen zu können, sind weitere Messungen erforderlich. Die TNSA-Spektren verlaufen bis zu maximalen Energien von 38 MeV (Abb. 5.15) und 25 MeV (Abb. 5.16) und brechen an diesen Stellen abrupt ab. Ein solches scharfes Energiemaximum ist aus früheren Studien für die TNSA-beschleunigten Protonen bekannt (vgl. Abschnitt 2.4.1). Die BOA-Spektren verlaufen dagegen weiter bis zu maximalen Energien von 65 MeV (Abb. 5.15) und 55 MeV (Abb. 5.16).

Zum Vergleich ist in Abbildung 5.17 das Spektrum für einen Schuss mit einer Targetdicke von 1161 nm dargestellt. Bei diesem Schuss wurden lediglich auf den ersten RCFs für Energien unterhalb von 13 MeV zwei Strahlprofile beobachtet. Dabei erzeugte der TNSA-Strahl eine deutlich stärkere Färbung. Auf den RCFs für höhere Energien war nur der TNSA-Strahl zu erkennen. Für die Bestimmung des Spektrums wurde die gesamte durch beide Teilstrahlen deponierte Energiedosis berücksichtigt. Die Teilchenzahlen sowie die Maximalenergie sind vergleichbar mit dem TNSA-Spektrum aus Abb. 5.15.

Die beschriebenen Spektren zeigen, dass für eine Targetdicke von 745 nm die Teilchenzahlen der BOA- und TNSA-beschleunigten Protonen im Bereich zwischen 0 MeV und dem Energiemaximum der TNSA-Protonen in der gleichen Größenordnung liegen. Diese Werte liegen ebenfalls in der Größenordnung der Protonenzahlen, die mit anderen Targetdicken und einer Beschleunigung, die weitgehend durch den TNSA-Mechanismus dominiert ist, erreicht wurden (vgl. Tab. 5.2).

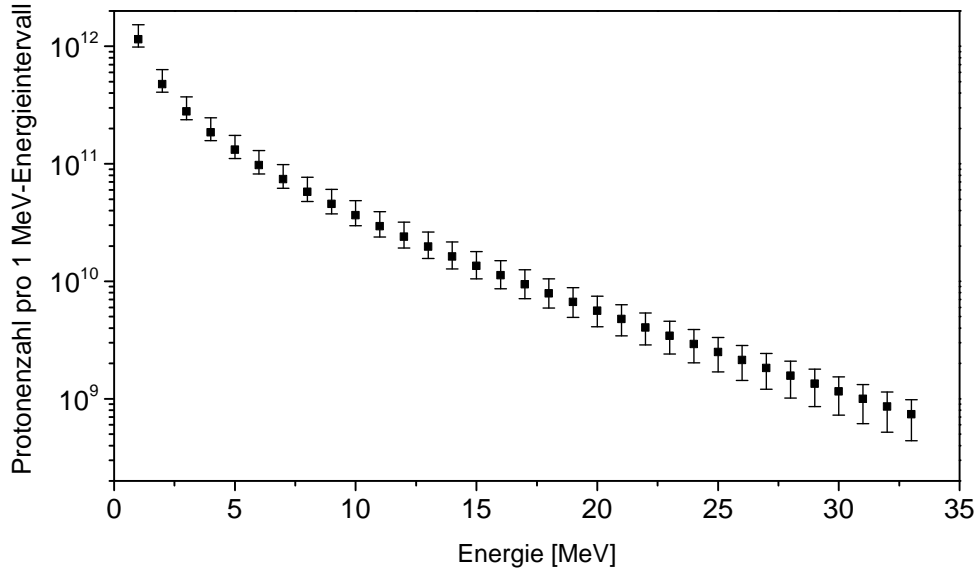


Abb. 5.17.: Protonenzahl pro Energieintervall von 1 MeV für eine Targetdicke von $1161 \text{ nm} \pm 7\%$ (Schussnummer der PHELIX-Schussdatenbank: 7454).

Die BOA-Spektren verlaufen bis zu einer Maximalenergie, welche das Energiemaximum der TNSA-Spektren um etwa einen Faktor 2 überschreitet.

Diese Ergebnisse bestätigen theoretischen Vorhersagen [35, 36, 80], die besagen, dass durch die Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus bei Verwendung einer optimalen Targetdicke höhere Maximalenergien erreicht werden können.

Einfluss der Targetdicke

Die Abhängigkeit der maximalen Protonenenergie von der Targetdicke ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Auch hier wurde die genannte Normierung der Protonenenergie auf die Quadratwurzel der Laserenergie durchgeführt. Wie oben beschrieben, war lediglich für eine Targetdicke von 745 nm eine getrennte Analyse der beiden Teilstrahlen möglich. Für die verbleibenden Dicken zeigen die dargestellten Werte die ermittelten Maximalenergien des Gesamtspektrums, welche anhand der Strahlprofile auf den RCFs dem TNSA-Strahl zugeordnet werden.

Wie bereits diskutiert wurde, ist für die TNSA-Protonen im Rahmen der Messungenauigkeiten keine Abhängigkeit der Maximalenergie von der Targetdicke im untersuchten Dickenbereich zwischen 200 nm und $1,2 \mu\text{m}$ zu beobachten. Für den BOA-Strahl existiert dagegen ein Dickenoptimum, das bei den hier verwendeten Targetdicken bei 745 nm liegt.

Dieses experimentell ermittelte Dickenoptimum soll nun mit der in [62] angegebenen semiempirischen Formel zur Bestimmung der optimalen Targetdicke für BOA verglichen werden:

$$d_{\text{opt}} [\text{nm}] = 9,84 \cdot 10^5 \frac{1}{n_0} I_L^{\frac{13}{24}} \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] t_L [\text{s}] . \quad (5.8)$$

Dabei ist n_0 die anfängliche freie Elektronendichte des Targets normiert auf die kritische Dichte, I_L die Laserintensität in W/cm^2 , t_L die Laserpulsdauer in Sekunden und d_{opt} das Dickenoptimum in Nanometern. Das Modell basiert auf der Annahme, dass eine optimale Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus stattfindet, wenn die Zeitspanne $\Delta t = t_2 - t_1$ zwischen dem Eintreten der relativistischen Transparenz zum Zeitpunkt t_1 und der klassischen Transparenz zur Zeit

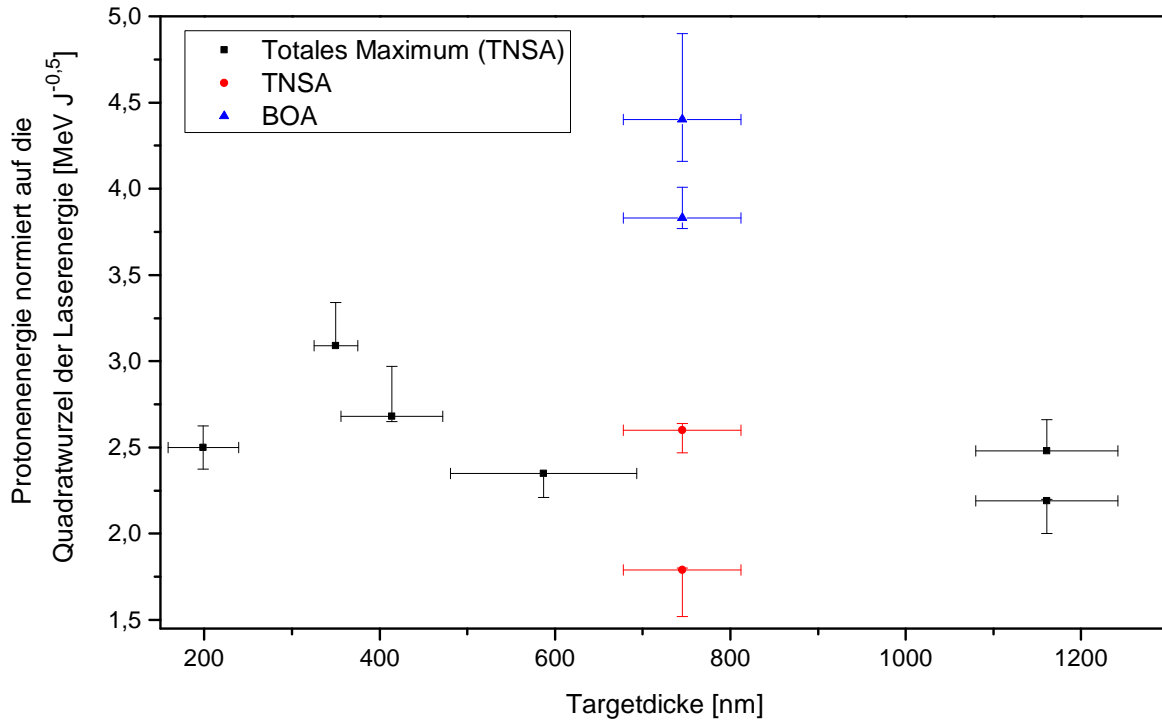


Abb. 5.18.: Aus den RCF-Stapeln ermittelte Energiemaxima der Protonenstrahlen in Abhängigkeit von der verwendeten Targetdicke. Für das Dickenoptimum von 745 nm wurden separate Maxima für die nach BOA und TNSA beschleunigten Teilstrahlen bestimmt. Für diesen Fall ist das BOA-Maximum durch blaue Dreiecke und das TNSA-Maximum durch rote Kreise dargestellt. Die weiteren Targetdicken zeigten ein Energiemaximum im TNSA-Strahl, welches hier ebenfalls aufgetragen ist (schwarze Quadrate). Die vertikalen Fehlerbalken ergeben sich aus der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Maximalenergien aus den RCFs. Die horizontalen Fehlerbalken berücksichtigen Ungenauigkeiten bei der Messung der jeweiligen Targetdicke.

t_2 mit einem maximalen Teil des Laserpulses überlappt. Des Weiteren sind in die Formel 5.8 experimentelle Daten einbezogen, welche von D. Jung am TRIDENT Laser mit DLC-Targets ermittelt wurden [62].

Die im hier beschriebenen Experiment verwendeten Plastiktargts haben eine Massendichte von $0,83 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und bestehen aus C_6H_{12} -Monomeren. Unter der Annahme, dass die Targets durch die Anstiegsflanke des Lasers vollständig ionisiert werden, beträgt die anfängliche Elektronendichte damit $n_0 = 98$. Für eine Laserpulsdauer von 500 fs und eine Intensität von $6 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ergibt sich damit nach Gl. 5.8 ein Dickenoptimum von 903 nm. Im Rahmen der Messungenauigkeiten und unter Berücksichtigung des verhältnismäßig großen Dickenunterschiedes der verwendeten Targets stimmt dieser berechnete Wert mit dem experimentellen Optimum überein. Für eine präzisere Bestimmung des Dickenoptimums sind weitere Messungen erforderlich. Insbesondere ist eine Beeinflussung des Optimums durch den zeitlichen Kontrast des Laserpulses zu erwarten. Eine frühe Ionisation des Targets führt zur Verringerung der effektiven Anfangsdichte n_0 aufgrund der Plasmaexpansion und damit zur Erhöhung der optimalen Targetdicke. Der Einfluss dieses Effektes auf die erzielbaren maximalen Ionenenergien und Teilchenzahlen wurde bisher weder theoretisch noch experimentell untersucht.

Zusammenfassend wurde am PHELIX-Lasers erstmals Laser-Ionenbeschleunigung mit Targetdicken im sub- μm -Bereich erfolgreich umgesetzt. Bei früheren Tests wurde ein Abbruch des TNSA-Mechanismus für Targetdicken zwischen $2\ \mu\text{m}$ und $5\ \mu\text{m}$ beobachtet. Dies zeichnete sich besonders durch ein abruptes Abfallen der maximalen Protonenenergien bei Verwendung solcher Targetdicken aus. Dieses frühere Resultat kann auf den Ausbruch einer Schockwelle auf der Targetrückseite zurückgeführt werden. Eine solche Schockwelle wurde durch ASE und Vorpulse mit Intensitäten von über $10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ erzeugt, die bereits Nanosekunden vor dem Eintreffen des Hauptpulses zur Ausbildung eines Vorplasmas führten.

Durch die in dieser Arbeit entwickelte Hochkontrastoption des PHELIX-Lasers wurde im hier beschriebenen Experiment eine Plasmazündung bis auf $100\ \text{ps}$ vor dem Hauptpuls verhindert. Dies bestätigt sich durch eine konstante Maximalenergie der TNSA-Protonen von etwa $34\ \text{MeV}$ bis zu der kleinsten genutzten Targetdicke von $200\ \text{nm}$. Die gleichzeitig beobachtete Veränderung des Ionenstrahlprofils für Targetdicken unterhalb von $400\ \text{nm}$ kann dabei mit der Entstehung einer Schockwelle während der Anstiegsflanke des Laserpulses erklärt werden.

Darüber hinaus wurde ein weiterer Protonenstrahl in Propagationsrichtung des Lasers detektiert, der dem BOA-Mechanismus zugeordnet wird. In Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen sowie mit Experimenten vom Los Alamos National Laboratory weist dieser Strahl nur für eine optimale Targetdicke eine hohe Maximalenergie auf. Die erzielten Werte von bis zu $65\ \text{MeV}$ überschreiten das Energiemaximum der nach dem TNSA-Mechanismus beschleunigten Protonen um etwa einen Faktor 2. Die erreichten Teilchenzahlen sind dabei vergleichbar mit den mittels des TNSA-Mechanismus erzielten Werten.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Hochkontrastoption neue Möglichkeiten hinsichtlich der Verwendung innovativer Beschleunigungskonzepte eröffnet und damit insbesondere das Erreichen höherer Teilchenenergien ermöglicht.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit der Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Hochleistungslaser PHELIX der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt. Die Hauptanforderung an den zu erzielenden Kontrast war es, die Verwendung von Targets mit Dicken im μm - und sub- μm -Bereich im Experiment zu ermöglichen und damit die Voraussetzungen für die Untersuchung neuer Mechanismen zur Laser-Ionenbeschleunigung zu schaffen. Der intrinsische Kontrast des PHELIX-Pulses vor der hier vorgestellten Optimierung mit einem ASE-Niveau zwischen 6 und 7 Größenordnungen unterhalb der Spitzenintensität sowie komprimierte Vorpulse mit einem Kontrastniveau von bis zu 10^3 bewirkten dabei die Zerstörung solcher Targets vor dem Eintreffen des Pulsmaximums.

Zur Kontrolle des ASE-Kontrastes wurde ein innovativer optisch-parametrischer Verstärker (uOPA) entwickelt und in das PHELIX-System integriert. Dieser ermöglicht die ASE-freie Verstärkung des Oszillatorpulses auf eine Energie von bis zu $200\text{ }\mu\text{J}$. Die als einzige Rauschquelle verbleibende parametrische Fluoreszenz ist dabei auf die Dauer des Pumpimpulses beschränkt, die im vorliegenden Fall 1 ps beträgt. Die Erzeugung des Pumpimpulses erfolgt durch Verstärkung des Oszillatorpulses in einem kompakten CPA-System, das ein cVBG zur Streckung und Rekompprimierung der Pulse nutzt. Die Verwendung von Yb-basierten Verstärkern ermöglicht dabei eine Ausgangsenergie von bis zu 15 mJ mit einer spektralen Bandbreite, die mit etwa 4 nm ausreichend ist, um Pulsdauern unterhalb von 1 ps zu realisieren.

Der erzeugte Signalpuls wird zur weiteren Verstärkung in das PHELIX-System eingekoppelt. Aufgrund der erhöhten Signalenergie kann der Verstärkungsfaktor im folgenden regenerativen Verstärker um bis zu fünf Größenordnungen verringert und dabei die Ausgangsenergie des Gesamtsystems konstant gehalten werden. Entsprechend theoretischen Vorhersagen ist auf diese Weise eine Absenkung des ASE-Niveaus proportional zur uOPA-Verstärkung erreichbar. Dies konnte in den durchgeführten Kontrastmessungen bestätigt werden. Hierbei konnte ein Absenken des ASE-Niveaus von $4 \cdot 10^{-7}$ bis zur Detektionsschwelle des genutzten Messgerätes auf $5 \cdot 10^{-11}$ demonstriert werden. Eine Abschätzung basierend auf theoretischen Vorhersagen und Messergebnissen für geringere Verstärkungsfaktoren zeigt für die maximal erreichte uOPA-Verstärkung ein ASE-Niveau von $6 \cdot 10^{-12}$.

Des Weiteren wurde die Ursache von Vorpulsen untersucht. Dabei erwies sich das Zusammenspiel von Nachpulsen mit nichtlinearen Effekten während der Verstärkung des zeitlich gestreckten Pulses als Hauptquelle für Vorpulse im PHELIX-System. Solche Nachpulse entstehen durch doppelte Reflexionen an optischen Komponenten in der Verstärkerkette. Durch den Austausch der entsprechenden Komponenten war es möglich sämtliche Vorpulse mit einem Kontrast unterhalb von 10^9 zu eliminieren.

Der Vergleich mit bekannten Ionisationsschwellen zeigt, dass mit dem somit erreichten Kontrast die Ionisation dielektrischer Proben im Experiment bis auf 100 ps vor dem Intensitätsmaximum unterbunden wird. Mit diesem höchsten Kontrast und der einzigartigen Möglichkeit zur Ein-

stellung des ASE-Niveaus in den genannten Grenzen zählt das PHELIX-System zu den besten Hochleistungslasern der Welt.

Neben den Messungen des zeitlichen Pulsprofils mit einem Autokorrelator dritter Ordnung wurde die realisierte Kontrastverbesserung ebenfalls unter den Bedingungen eines typischen Laser-Plasma-Experimentes verifiziert. Es wurde die Expansion eines Vorplasmas auf flachen Kupfertargets zu verschiedenen Zeitpunkten vor dem Intensitätsmaximum und für unterschiedliche ASE-Niveaus bestimmt, die durch Variation der uOPA-Verstärkung eingestellt wurden. Dazu wurde ein Pump-Probe-Aufbau entwickelt, der die Evaluierung der Elektronendichte des Vorplasmas mit einer räumlichen Auflösung von wenigen Mikrometern ermöglichte. Die Messergebnisse zeigen in Übereinstimmung mit durchgeführten Computersimulationen ein ausgedehntes Vorplasma für das höchste ASE-Niveau, das sich über mehrere 10 μm erstreckt. Bei Erhöhung des ASE-Kontrastes wurde eine Verringerung der Vorplasmaexpansion beobachtet, während für den höchsten Kontrast kein Vorplasma im Rahmen der Messungenauigkeiten detektiert werden konnte.

Neben einer weiteren Bestätigung des erreichten Kontrastes liefert dieses Experiment wertvolle Daten für die verschiedensten Laser-Plasma-Experimente am PHELIX-System. Die Expansion des Vorplasmas ist ein wichtiger Parameter, der die Interaktion des Pulsmaximums mit dem Target entscheidend beeinflusst. Die Kenntnis dieses Parameters ist daher essentiell für die Interpretation experimenteller Ergebnisse sowie für die Durchführung realistischer Computersimulationen.

Als Anwendung des mittels des entwickelten Verstärkermoduls höchstmöglichen Kontrastes wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Experiment zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung durchgeführt. Dabei war an PHELIX erstmals die Verwendung von Plastiktargts mit Dicken zwischen 0,2 μm und 1,2 μm möglich. Im Experiment wurde eine Beschleunigung von Protonen nach dem TNSA-Mechanismus mit einer Maximalenergie von etwa 34 MeV erzielt. Das Energiemaximum ist unabhängig von der jeweiligen Targetdicke. Dieses Resultat bestätigt, dass keine Zerstörung des Targets durch Vorpulse oder ASE im ns-Bereich stattgefunden hat. Für die dünnsten Targets wurde eine Veränderung des Protonenstrahlprofils beobachtet, das mit der Erzeugung einer Schockwelle während der Anstiegsflanke des Laserpulses erklärt werden kann. Neben den TNSA-Protonen wurde ein weiterer Protonenstrahl detektiert, der auf den BOA-Mechanismus zurückzuführen ist. Diese Protonen breiten sich in Propagationsrichtung des Laserstrahls aus und weisen in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen und experimentellen Studien vom Los Alamos National Laboratory nur für eine optimale Targetdicke eine hohe Maximalenergie auf. Das gefundene Dickenoptimum liegt bei 745 nm und führt zu einer maximalen Protonenenergie, die mit 65 MeV das Energiemaximum der TNSA-Protonen um etwa einen Faktor 2 überschreitet. Dieses Resultat stellt die erste experimentelle Realisierung des BOA-Mechanismus an einem weiteren Lasersystem neben dem TRIDENT-Laser in Los Alamos dar.

6.2 Experimentelle Möglichkeiten am PHELIX-Laser

Mit den erreichten Zielen dieser Arbeit ergeben sich neue Möglichkeiten für Laser-Plasma-Experimente am PHELIX-Laser.

Durch Abstimmen der Verstärkungsfaktoren des uOPA und des folgenden linearen regenerativen Verstärkers ist ein beliebiges ASE-Niveau zwischen $4 \cdot 10^{-7}$ und $6 \cdot 10^{-12}$ einstellbar. Diese weltweit einzigartige Möglichkeit ist von großem Nutzen für ein Lasersystem, das für die unterschiedlichsten Experimente mit verschiedenen Anforderungen an den zeitlichen Kontrast verwendet wird. Mit Hilfe der Erkenntnisse, die mit der entwickelten Vorplasmadiagnostik ge-

wonnen wurden, lässt sich ein auf das jeweilige Experiment abgestimmtes Vorplasma einstellen. Zudem ist es möglich die Abhängigkeit physikalischer Prozesse von der Ausdehnung des Vorplasmas zu studieren. Während andere Systeme für entsprechende Untersuchungen meist lediglich zwischen zwei Einstellungen, nämlich einem hohen und einem niedrigen Kontrastniveau, wechseln können, oder zusätzliche Laser zur Erzeugung eines definierten Vorplasmas verwenden, ist am PHELIX-Laser nun ein kontinuierliches Optimieren des Vorplasmas ohne zusätzlichen technischen Aufwand möglich.

Der höchste erreichte Kontrast erlaubt darüber hinaus die Erforschung physikalischer Effekte, die mit dem bisherigen PHELIX-System experimentell nicht zugänglich waren. Speziell sind Studien im Bereich der Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Targets im sub- μm -Dickenbereich möglich. Hierzu zählt insbesondere die Untersuchung des BOA-Mechanismus zur Laser-Ionenbeschleunigung. Alle bisherigen experimentellen Erkenntnisse zu diesem Mechanismus wurden am TRIDENT-Laser am Los Alamos National Laboratory in New Mexico gewonnen. Aus diesem Grund ist der untersuchte Parameterbereich sehr begrenzt und zusätzliche Studien an alternativen Lasersystemen sind für das weitere Erforschen des BOA-Mechanismus erforderlich. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen bestätigen, dass der PHELIX-Laser die notwendigen Voraussetzungen für entsprechende Experimente jetzt erfüllt.

Ein spezieller Aspekt des BOA-Mechanismus, der bisher weder experimentell noch theoretisch untersucht wurde, ist die Beeinflussung durch die Anstiegsflanke des Laserpulses. In [62] wurde experimentell eine optimale Targetdicke für die Ionenbeschleunigung nach dem BOA-Mechanismus ermittelt, die im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen zu einem höheren Wert verschoben war. Als möglicher Erklärungsansatz wurde eine Verringerung der effektiven Targetdicke aufgrund des endlichen Kontrastes und der damit verbundenen Expansion des Targets vor Eintreffen des Hauptpulses genannt. Diese These könnte am PHELIX-Laser durch den Vergleich von Schüssen mit und ohne einen Plasmaspiegel untersucht werden. Durch den Plasmaspiegel wird die Steigung der Anstiegsflanke erhöht und damit ein späteres Einsetzen der Plasmaexpansion hervorgerufen. Neben dem Einfluss dieses Parameters auf die optimale Targetdicke kann ebenfalls seine Wirkung auf die Eigenschaften der beschleunigten Ionen weiter zum Verständnis des BOA-Mechanismus beitragen.

Eine weitere interessante Fragestellung betrifft die Abhängigkeit der maximalen Protonenenergien von der Zusammensetzung des Targets. Theoretische Überlegungen aus dem Los Alamos National Laboratory lassen eine effizientere Beschleunigung von Protonen durch Verwendung reiner Wasserstofftargets vermuten. Zur experimentellen Überprüfung dieser These wird momentan am Detektor- und Targetlabor des Instituts für Kernphysik der TU Darmstadt ein Aufbau zur Erzeugung von Targets aus kryogenem Wasserstoff mit Dicken im μm -Bereich entwickelt. Ferner sollen Kunststoff- und Wasserstoffsichten mit unterschiedlichen Dickenverhältnissen kombiniert werden. In einer ersten Teststrahlzeit, die im Rahmen dieser Arbeit und der Doktorarbeit von S. Bedacht im August 2013 am PHELIX-Laser durchgeführt wurde, konnte die Verwendbarkeit dieser Targets für Experimente zur Laser-Ionenbeschleunigung bestätigt werden. Weitere Informationen zu dieser Strahlzeit sind in [140, 141] gegeben. Eine detaillierte Diskussion ist Gegenstand der geplanten Dissertation von S. Bedacht.

Für die Nutzung dieser Targets zur Überprüfung der beschriebenen These ist allerdings eine genauere Einstellung der Targetdicke erforderlich, als es bei der genannten Teststrahlzeit möglich war. Die Möglichkeiten zur Herstellung von kryogenen Targets mit Dicken im μm -Bereich mit einer Präzision im sub- μm -Dickenbereich wird aktuell am Detektor- und Targetlabor der TU

Darmstadt erforscht. Ein entsprechendes Experiment soll im Rahmen einer genehmigten PHELIX-Strahlzeit im Frühjahr 2015 stattfinden.

Noch höhere Anforderungen an den zeitlichen Kontrast verglichen mit BOA stellt der RPA-Mechanismus, der die Verwendung von Targets mit Dicken von wenigen Nanometern erfordert [150]. Mit dem höchsten Kontrast des PHELIX-Lasers sind diese Voraussetzungen nun bei Verwendung eines Plasmaspiegels erfüllt. Dies konnte in einer Strahlzeit im November 2013 mit dem Ziel der Abgrenzung der Beschleunigungsmechanismen BOA und RPA erfolgreich demonstriert werden [151].

6.3 Entwicklungsmöglichkeiten für den zeitlichen Kontrast am PHELIX-Laser

Neben der Anwendung in Laser-Plasma-Experimenten resultieren aus den Ergebnissen dieser Arbeit weitere Entwicklungsmöglichkeiten für das PHELIX-System im Hinblick auf dessen zeitlichen Kontrast.

Die durchgeführten Messungen haben gezeigt, dass der erzielte ASE-Kontrast mit der uOPA-Verstärkung skaliert. Durch eine Erhöhung des Verstärkungsfaktors ist daher eine weitere Verringerung der ASE-Niveaus zu erwarten. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil des hier genutzten Konzeptes gegenüber konventionellen Techniken (z.B. XPW, sättigbare Absorber) zur Kontrastkontrolle dar. Solche Methoden ermöglichen lediglich eine bestimmte Kontrasterhöhung, die typischerweise bei zwei bis drei Größenordnungen liegt. Eine weitere Kontrastverbesserung ist dabei nur mit großem technischen Aufwand erreichbar und geht mit einem hohen Verlust an Laserenergie einher.

Am PHELIX-Laser ist eine solche weitere Kontrastverbesserung durch Erhöhung des uOPA-Verstärkungsfaktors bereits durch einfache Modifikationen erzielbar: Das Verstärkersystem liefert eine Pumpimpulsenergie von bis zu 15 mJ vor der Frequenzverdopplung, von der aktuell nur ein kleiner Prozentsatz ($< 2\%$) durch optisch-parametrische Verstärkung auf den Signalpuls übertragen wird. Eine bessere Ausnutzung der Pumpimpulsenergie ist unter anderem durch eine Anpassung der Pulsdauern von Pump- und Signalpuls möglich. In den durchgeführten Testmessungen konnte eine um einen Faktor 2 erhöhte Verstärkung demonstriert werden. Eine solche Anpassung ist entweder durch zeitliches Strecken des Signalpulses, oder durch ein optimiertes Komprimieren des Pumpimpulses mit einem zusätzlichen Gitterkompressor möglich.

Darüber hinaus kann eine Erhöhung der Konversionseffizienz von Pump- zu Signalpuls durch Aufteilen der Pumpenergie auf zwei Verstärkerstufen in zwei separaten BBO-Kristallen erzielt werden. Ein entsprechendes Konzept wird aktuell entwickelt.

Erste Abschätzungen lassen vermuten, dass durch die genannten Modifikationen ein uOPA-Verstärkungsfaktor von über 10^6 möglich ist. Aus einer Extrapolation der in dieser Arbeit diskutierten Messkurve zur Abhängigkeit des ASE-Niveaus von der uOPA-Verstärkung ergibt sich damit ein geschätztes ASE-Niveau von etwa $1,3 \cdot 10^{-12}$. Ferner könnte der entsprechende Signalpuls mit einer Energie im mJ-Bereich direkt im regenerativen Verstärker des PHELIX-Frontends verstärkt werden. Auf diese Weise lassen sich Verluste vermeiden, die aktuell bei der Einkopplung in den linearen regenerativen Verstärker durch Modenanpassung und Reflexionsverluste an den Oberflächen des Verstärkerkristalls entstehen. Dies könnte zu einer weiteren Absenkung des ASE-Niveaus um bis zu einer Größenordnung führen. Mit der erzielbaren ASE-Intensität könnte ebenfalls die Zerstörschwelle metallischer Proben unterschritten werden.

Über die Weiterentwicklung des PHELIX-Lasers hinaus kann das realisierte System auch als Prototyp für zukünftige Lasersysteme dienen. Hier ist speziell ein möglicher Laser zu nennen, der

künftig am aktuell entstehenden Beschleunigerzentrum FAIR (engl. Facility for Antiproton and Ion Research) genutzt werden könnte. Die geplanten Anwendungen eines solchen Lasers sind vielseitig, weshalb ein einstellbarer Kontrast hier wünschenswert wäre.

6.4 Vorplasma-Diagnostik

Für ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse, die bei der Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Materie auftreten, ist die Kenntnis der Vorplasmaeigenschaften von großer Bedeutung. Selbst bei Verwendung von Hochkontrastlasern entsteht ein Vorplasma auf der Oberfläche des genutzten Targets, das in diesem Fall auf die endliche Steigung der Anstiegsflanke des Laserpulses zurückzuführen ist.

Während bereits verschiedene Methoden zur Vermessung des zeitlichen Pulsprofils existieren, das die Ursache dieses Vorplasmas darstellt, gibt es aktuell kaum Konzepte zur dynamischen Charakterisierung des Vorplasmas selbst.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Vorplasmaausdehnung stellt die in dieser Arbeit genutzte Schattenabbildung dar. Die diskutierten Messungen zeigen allerdings, dass diese Methode aufgrund der begrenzten räumlichen Auflösung nicht zur Vermessung des Vorplasmas bei dem höchsten Kontrast geeignet ist. Ein limitierender Faktor war dabei die Breite des Targets von 1 mm in Kombination mit einer nicht idealen flachen Folie. Dies führte zu einem verbreiterten Targetschatten verglichen mit der tatsächlichen Targetdicke und legte damit die untere Grenze für die Ausdehnung eines detektierbaren Vorplasmas fest. Durch Verwendung alternativer Targetgeometrien wie beispielsweise sphärischer oder zylinderförmiger Targets könnte diese Methode jedoch weiter optimiert werden.

Ein weiteres Problem stellte Störstrahlung dar, die durch die Frequenzverdopplung des intensiven Hauptpulses im Plasma entstand. Diese lässt sich unterdrücken, indem eine alternative Wellenlänge zu den Harmonischen des Hauptpulses für die Abbildung des Plasmas genutzt wird. Beispielsweise könnte mittels stimulierter Ramanstreuung [43, 152, 153] eine Frequenzverschiebung weiter in den infraroten Bereich erreicht werden. Die fundamentale Wellenlänge sowie die höheren Harmonischen könnten dann mittels Interferenzfilter eliminiert werden.

Neben der genannten Schattendiagnostik stellt Interferometrie eine weitere Methode zur Evaluierung der Elektronendichte des Vorplasmas dar. Diese hat den Vorteil, dass zur Bestimmung der Elektronendichte keine zusätzlichen Simulationen erforderlich sind. Im Rahmen des genannten Experimentes wurde diese Möglichkeit ebenfalls getestet. Dabei stellte sich heraus, dass in der genutzten Geometrie aufgrund der steilen Dichtegradienten sowie der beschriebenen Ablenkung des Teststrahls nur wenige und teilweise sogar nur eine verschobene Interferenzlinie zu beobachten war. Aus diesem Grund war eine Rekonstruktion der Elektronendichte aus dem Interferogramm nicht möglich.

Zur interferometrischen Bestimmung der Elektronendichte sind alternative Messgeometrien besser geeignet. Beispielsweise könnte der Teststrahl an der kritischen Dichte des Targets reflektiert werden und anschließend mit einem Referenzstrahl interferieren. Der Vorteil dieser Geometrie besteht darin, dass der Teststrahl bis zur kritischen Dichte propagieren kann, während der Ablenkwinkel des Teststrahls im beschriebenen Experiment bereits bei einer Elektronendichte von $0,4\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ den Akzeptanzwinkel des Abbildungssystems überschritten hatte. Experimentelle Tests mit dieser Messgeometrie sind am PHELIX-Laser für das Jahr 2015 geplant.

Die mit einer solchen Diagnostik erzielbaren Resultate können entscheidend zum Verständnis verschiedener physikalischer Effekte beitragen, die bei der Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Materie auftreten.

Abkürzungsverzeichnis

AOM	akustooptischer Modulator
ASE	amplified spontaneous emission
BBO	Beta-Bariumborat
BOA	breakout afterburner
BS	barrier suppression
CPA	chirped pulse amplification
cVBG	chirped volume bragg grating
DLC	diamond-like carbon
ELI	extreme light infrastructure
FT	Fouriertransformation
FWHM	full width half maximum
GVD	group velocity dispersion
IZEST	international center for zetta- and exawatt science and technology
KD*P	Kaliumdideuteriumphosphat
KGW	Kaliumgadoliniumwolframat
k.k.	komplex konjugiert
KYW	Kaliumyttriumwolframat
LED	Licht-emittierende Diode
MPI	Multiphotonenionisation
NA	numerische Apertur
Nd	Neodym
OAP	off-axis parabola
OPA	optical parametric amplification
OPCPA	optical parametric chirped pulse amplification
PHELIX	Petawatt Hoch-Energie Laser für SchwerIoneneXperimente
PIC	particle-in-cell
PZ	Pockels-Zelle
RCF	radiochromatische Filme
RPA	radiation pressure acceleration
TP	Thomson-Parabel
Ti:Sa	Titan:Saphir
TNSA	target normal sheath acceleration
uOPA	ultrafast optical parametric amplification
XPW	cross polarized wave generation
YAG	Yttriumaluminiumgranat
Yb	Ytterbium
YLF	Yttriumlithiumfluorid



Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1969.
- [2] F. J. McClung and R. W. Hellwarth. Giant optical pulsations from ruby. *Journal of Applied Physics*, 33(3):828–829, 1962.
- [3] L. E. Hargrove R. L. Fork and M. A. Pollack. Locking of he-ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, 5(1):4–5, 1964.
- [4] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(219):447–449, 1985.
- [5] A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications*, 88:437–440, 1992.
- [6] C. N. Danson, P. A. Brummitt, R. J. Clarke, J. L. Collier, B. Fell, A. J. Frackiewicz, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M. H. R. Hutchinson, A. Kidd, W. J. Lester, I. O. Musgrave, D. Neely, D. R. Neville, P. A. Norreys, D. A. Pepler, C. J. Reason, W. Shaikh, T. B. Winstone, R. W. W. Wyatt, and B. E. Wyborn. Vulcan petawatt: Design, operation and interactions at $5 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2}$. *Laser and Particle Beams*, 23:87–93, 2005.
- [7] S. H. Batha, R. Aragonéz, F. L. Archuleta, T. N. Archuleta, J. F. Benage, J. A. Cobble, J. S. Cowan, V. E. Fatherley, K. A. Flippo, D. C. Gautier, R. P. Gonzales, S. R. Greenfield, B. M. Hegelich, T. R. Hurry, R. P. Johnson, J. L. Kline, S. A. Letzring, E. N. Loomis, F. E. Lopez, S. N. Luo, D. S. Montgomery, J. A. Oertel, D. L. Paisley, S. M. Reid, P. G. Sanchez, A. Seifter, T. Shimada, and J. B. Workman. TRIDENT high-energy-density facility experimental capabilities and diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, 79(10), 2008.
- [8] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong, and J. Lee. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser. *Opt. Express*, 20(10):10807–10815, 2012.
- [9] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, London, 2005.
- [10] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys. High harmonic generation in the relativistic limit. *Nature Physics*, 2:456–459, 2006.
- [11] M. Zepf, B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke, J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, and P. A. Norreys. High harmonics from relativistically oscillating plasma surfaces a high brightness attosecond source at keV photon energies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49:149, 2007.

-
- [12] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. I. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J. P. Rousseau, D. Umstadter, and D. Hulin. Production of a keV x-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 93:135005, 2004.
- [13] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Phys. Rev. Lett.*, 85:2945–2948, 2000.
- [14] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernández. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature*, 439(7075):441–444, 2006.
- [15] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298(5598):1596–1600, 2002.
- [16] M. Roth, D. Jung, K. Falk, N. Guler, O. Deppert, M. Devlin, A. Favalli, J. Fernandez, D. Gautier, M. Geissel, R. Haight, C. E. Hamilton, B. M. Hegelich, R. P. Johnson, F. Merrill, G. Schaumann, K. Schoenberg, M. Schollmeier, T. Shimada, T. Taddeucci, J. L. Tybo, F. Wagner, S. A. Wender, C. H. Wilde, and G. A. Wurden. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids. *Phys. Rev. Lett.*, 110:044802, 2013.
- [17] G. Mourou. Proposal for a european extreme light infrastructure (eli). <http://www.extreme-light-infrastructure.eu>, 2007. [Online; Stand Februar 2014].
- [18] T. Tajima and G. Mourou. IZEST Vision: Laser-driven Fundamental Particle Physics Paradigm. <https://www.izest.polytechnique.edu/izest-home/izest-introduction-vision>. [Online; Stand Februar 2014].
- [19] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch. Fast compression of laser beams to highly overcritical powers. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4448–4451, 1999.
- [20] V. V. Ivanov, A. Maksimchuk, and G. Mourou. Amplified Spontaneous Emission in a Ti:sapphire Regenerative Amplifier. *Appl. Opt.*, 42(36):7231–7234, 2003.
- [21] V. Bagnoud, J. D. Zuegel, N. Forget, and C. Le Blanc. High-dynamic-range temporal measurements of short pulses amplified by OPCPA. *Opt. Express*, 15(9):5504–5511, 2007.
- [22] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko, and S. Y. Tenyakov. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses. *Opt. Express*, 16(5):3178–3190, 2008.
- [23] C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Divall, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, and P. P. Rajeev. Improving coherent contrast of petawatt laser pulses. *Opt. Express*, 19(3):2193–2203, 2011.
- [24] P. Mulser and D. Bauer. *High Power Laser-Matter Interaction*. Springer Tracts in Modern Physics. Springer, 2010.

-
- [25] C. K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma physics via computer simulation*. Taylor & Francis, 2004.
- [26] J. P. Verboncoeur. Particle simulation of plasmas: review and advances. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(5A):A231, 2005.
- [27] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuike. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, 7(5):2076–2082, 2000.
- [28] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas*, 8(2):542–549, 2001.
- [29] T. Tajima, D. Habs, and X. Yan. Laser acceleration of ions for radiation therapy. *Reviews of Accelerator Science and Technology*, 02(01):201–228, 2009.
- [30] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Phys. Rev. Lett.*, 86:436–439, 2001.
- [31] A. J. Mackinnon, P. K. Patel, M. Borghesi, R. C. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, S. P. Hatchett, D. Hey, D. G. Hicks, S. Kar, M. H. Key, J. A. King, K. Lancaster, D. Neely, A. Nikkro, P. A. Norreys, M. M. Notley, T. W. Phillips, L. Romagnani, R. A. Snavely, R. B. Stephens, and R. P. J. Town. Proton Radiography of a Laser-Driven Implosion. *Phys. Rev. Lett.*, 97:045001, 2006.
- [32] A. Pelka, G. Gregori, D. O. Gericke, J. Vorberger, S. H. Glenzer, M. M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A. L. Kritcher, N. L. Kugland, B. Li, M. Makita, J. Mithen, D. Neely, C. Niemann, A. Otten, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, An. Tauschwitz, and M. Roth. Ultrafast Melting of Carbon Induced by Intense Proton Beams. *Phys. Rev. Lett.*, 105:265701, 2010.
- [33] S. A. Gaillard, T. Kluge, K. A. Flippo, M. Bussmann, B. Gall, T. Lockard, M. Geissel, D. T. Offermann, M. Schollmeier, Y. Sentoku, and T. E. Cowan. Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets. *Physics of Plasmas*, 18(5), 2011.
- [34] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, and M. Manclossi. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Physics*, 2(1):48–54, 2005.
- [35] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, and J. C. Fernández. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner. *Laser and Particle Beams*, 24:291–298, 2006.
- [36] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas*, 14(5), 2007.

-
- [37] K.-H. Hong, B. Hou, J. A. Nees, E. Power, and G. A. Mourou. Generation and measurement of $>10^8$ intensity contrast ratio in a relativistic khz chirped-pulse amplified laser. *Applied Physics B*, 81(4):447–457, 2005.
- [38] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel. 10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Opt. Lett.*, 30(8):920–922, 2005.
- [39] C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel. High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems. *Opt. Lett.*, 32(15):2143–2145, 2007.
- [40] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D. H. H. Hoffmann, D. Javorkova, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte. Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. *Applied Physics B*, 100(1):137–150, 2010.
- [41] S. Eliezer. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Series in Plasma Physics. Institute of Physics, 2002.
- [42] P. A. Tipler and G. Mosca. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. Elsevier, 2. Auflage, 2004.
- [43] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics, Second Edition*. Academic Press, 2nd edition, 2003.
- [44] Vladimir S Popov. Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (keldysh theory). *Physics-Uspekhi*, 47(9):855, 2004.
- [45] K. B. Wharton, C. D. Boley, A. M. Komashko, A. M. Rubenchik, J. Zweiback, J. Crane, G. Hays, T. E. Cowan, and T. Ditmire. Effects of nonionizing prepulses in high-intensity laser-solid interactions. *Phys. Rev. E*, 64:025401, 2001.
- [46] P. Mora and T. M. Antonsen. Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas. *Physics of Plasmas*, 4(1):217–229, 1997.
- [47] P. Kaw and J. Dawson. Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas. *Phys. Fluids*, 13:472–481, 1970.
- [48] H. Boot and R. B. R Shersby-Harvie. Charged particles in a non-uniform radio-frequency field. *Nature*, 180:1187, 1957.
- [49] D. T. Attwood, D. W. Sweeney, J. M. Auerbach, and P. H. Y. Lee. Interferometric confirmation of radiation-pressure effects in laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 40:184–187, 1978.
- [50] P. Kaw, G. Schmidt, and T. Wilcox. Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 16(9):1522–1525, 1973.
- [51] W. Yu, M. Y. Yu, Z. M. Sheng, and J. Zhang. Model for fast electrons in ultrashort-pulse laser interaction with solid targets. *Phys. Rev. E*, 58:2456–2460, 1998.

-
- [52] A. J. McAlister and E. A. Stern. Plasma resonance absorption in thin metal films. *Phys. Rev.*, 132:1599–1602, 1963.
- [53] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 59:52–55, 1987.
- [54] W. L. Kruer and Kent Estabrook. Jxb heating by very intense laser light. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 28(1):430–432, 1985.
- [55] P. Mulser, S. M. Weng, and Tatyana Liseykina. Analysis of the brunel model and resulting hot electron spectra. *Physics of Plasmas*, 19(4), 2012.
- [56] M. H. Key et. al. Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. *Physics of Plasmas*, 5(5):1966–1972, 1998.
- [57] M. Cerchez, R. Jung, J. Osterholz, T. Toncian, O. Willi, P. Mulser, and H. Ruhl. Absorption of ultrashort laser pulses in strongly overdense targets. *Phys. Rev. Lett.*, 100:245001, 2008.
- [58] O. Buneman. Dissipation of currents in ionized media. *Phys. Rev.*, 115:503–517, 1959.
- [59] O. Klimo, J. Psikal, J. Limpouch, and V. T. Tikhonchuk. Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 11:031301, 2008.
- [60] A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer, T. Sokollik, R. Hörlein, D. Kiefer, D. Jung, J. Schreiber, B. M. Hegelich, X. Q. Yan, J. Meyer-ter Vehn, T. Tajima, P. V. Nickles, W. Sandner, and D. Habs. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 103:245003, 2009.
- [61] M. S. Schollmeier. *Optimization and control of laser-accelerated proton beams*. PhD thesis, TU Darmstadt, Institut für Kernphysik, 2009.
- [62] D. Jung. *Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2012.
- [63] H. Daido, M. Nishiuchi, and A. Pirozhkov. Review of laser-driven ion sources and their applications. *Reports on Progress in Physics*, 75(5):056401, 2012.
- [64] M. Allen, P. K. Patel, A. Mackinnon, D. Price, S. Wilks, and E. Morse. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils. *Phys. Rev. Lett.*, 93:265004, 2004.
- [65] M. Borghesi, J. Fuchs, S. V. Bulanov, A. J. MacKinnon, P. Patel, and M. Roth. Fast Ion Generation by High- Intensity Laser Irradiation of Solid Targets and Applications. *Fusion Science and Technology*, 49:412, 2006.
- [66] C. Perego, A. Zani, D. Batani, and M. Passoni. Extensive comparison among Target Normal Sheath Acceleration theoretical models. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 653(1):89 – 93, 2011.
- [67] M. Passoni and M. Lontano. One-dimensional model of the electrostatic ion acceleration in the ultraintense laser–solid interaction. *Laser and Particle Beams*, 22:163–169, 2004.

-
- [68] M. Passoni, V. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Bychenkov. Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution. *Phys. Rev. E.*, 69:026411, 2004.
- [69] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 90(185002), 2003.
- [70] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, and M. Roth. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Phys. Rev. Lett.*, 89:085002, 2002.
- [71] D. Batani, R. Jafer, M. Veltcheva, R. Dezulian, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, K. Osvay, C. G. Wahlström, D. C. Carroll, P. McKenna, A. Flacco, and V. Malka. Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation. *New Journal of Physics*, 12(4):045018, 2010.
- [72] A. A. Andreev, R. Sonobe, S. Kawata, S. Miyazaki, K. Sakai, K. Miyauchi, T. Kikuchi, K. Platonov, and K. Nemoto. Effect of a laser prepulse on fast ion generation in the interaction of ultra-short intense laser pulses with a limited-mass foil target. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(11):1605, 2006.
- [73] A. Flacco, A. Guemnie-Tafo, R. Nuter, M. Veltcheva, D. Batani, E. Lefebvre, and V. Malka. Characterization of a controlled plasma expansion in vacuum for laser driven ion acceleration. *Journal of Applied Physics*, 104(10), 2008.
- [74] D. C. Carroll, D. Batani, R. G. Evans, Y. Glinec, C. Homann, R. Jafer, S. Kar, F. Lindau, O. Lundh, K. Markey, D. Neely, F. Nürnberg, A. Persson, M. N. Quinn, A. P. L. Robinson, M. Roth, C.-G. Wahlström, X. Yuan, M. Zepf, and P. McKenna. Dynamic control and enhancement of laser-accelerated protons using multiple laser pulses. *Comptes Rendus Physique*, 10(2–3):188 – 196, 2009.
- [75] P. McKenna, D. C. Carroll, O. Lundh, F. Nürnberg, K. Markey, S. Bandyopadhyay, D. Batani, R. G. Evans, R. Jafer, S. Kar, D. Neely, D. Pepler, M. N. Quinn, R. Redaelli, M. Roth, C.-G. Wahlström, X. H. Yuan, and M. Zepf. Effects of front surface plasma expansion on proton acceleration in ultraintense laser irradiation of foil targets. *Laser and Particle Beams*, 26:591–596, 2008.
- [76] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, and K. J. Witte. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 93:045003, 2004.
- [77] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely, and R. R. Freeman. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 88:215006, 2002.
- [78] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlström, and P. McKenna. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*, 89(2), 2006.
- [79] B. J. Albright, L. Yin, Kevin J. Bowers, B. M. Hegelich, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Relativistic buneman instability in the laser breakout afterburner. *Physics of Plasmas*, 14(9), 2007.

-
- [80] L. Yin, B. J. Albright, D. Jung, R. C. Shah, S. Palaniyappan, K. J. Bowers, A. Henig, J. C. Fernández, and B. M. Hegelich. Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime. *Physics of Plasmas*, 18(6), 2011.
- [81] B. M. Hegelich, D. Jung, B. J. Albright, J. C. Fernandez, D. C. Gautier, C. Huang, T. J. Kwan, S. Letzring, S. Palaniyappan, R. C. Shah, H. C. Wu, L. Yin, A. Henig, R. Hörlein, D. Kiefer, J. Schreiber, X. Q. Yan, T. Tajima, D. Habs, B. Dromey, and J. J. Honrubia. Experimental demonstration of particle energy, conversion efficiency and spectral shape required for ion-based fast ignition. *Nuclear Fusion*, 51(8):083011, 2011.
- [82] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey, D. C. Gautier, K. A. Flippo, S. Letzring, R. P. Johnson, T. Shimada, L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, J. C. Fernández, S. G. Rykovanov, H.-C. Wu, M. Zepf, D. Jung, V. Kh. Liechtenstein, J. Schreiber, D. Habs, and B. M. Hegelich. Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime. *Phys. Rev. Lett.*, 103:045002, 2009.
- [83] D. Jung, L. Yin, B. J. Albright, D. C. Gautier, S. Letzring, B. Dromey, M. Yeung, R. Hörlein, R. Shah, S. Palaniyappan, K. Allinger, J. Schreiber, K. J. Bowers, H. C. Wu, J. C. Fernandez, D. Habs, and B. M. Hegelich. Efficient carbon ion beam generation from laser-driven volume acceleration. *New Journal of Physics*, 15(2), 2013.
- [84] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1):125–133, 1986.
- [85] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz. Kerr lens mode locking. *Opt. Lett.*, 17(18):1292–1294, 1992.
- [86] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44, 1991.
- [87] R. R. Alfano and S. L. Shapiro. Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 24:592–594, 1970.
- [88] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes. Self-Trapping of Optical Beams. *Phys. Rev. Lett.*, 13:479–482, 1964.
- [89] E. Hecht. *Optics*. Pearson education. Addison-Wesley, 2002.
- [90] W. Koechner. *Solid-state Laser Engineering*. Springer series in optical sciences. Springer, 2006.
- [91] D. N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems. *Opt. Express*, 16(14):10664–10674, 2008.
- [92] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [93] R. Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer US, 2012.
- [94] C. Dorrer and J. Bromage. Impact of high-frequency spectral phase modulation on the temporal profile of short optical pulses. *Opt. Express*, 16(5):3058–3068, 2008.

-
- [95] G. Cheriaux, Barry Walker, L. F. Dimauro, P. Rousseau, F. Salin, and J. P. Chambaret. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 21(6):414–416, 1996.
- [96] I. O. Musgrave, C. Hernandez-Gomez, D. Canny, J. Collier, and R. Heathcote. Minimization of the impact of a broad bandwidth high-gain nonlinear preamplifier to the amplified spontaneous emission pedestal of the vulcan petawatt laser facility. *Appl. Opt.*, 46(28):6978–6983, 2007.
- [97] Y. Wang, P. Yuan, J. Ma, and L. Qian. Scattering noise and measurement artifacts in a single-shot cross-correlator and their suppression. *Applied Physics B*, 111(3):501–508, 2013.
- [98] Y. Wang, J. Ma, J. Wang, P. Yuan, G. Xie, X. Ge, F. Liu, X. Yuan, H. Zhu, and L. Qian. Single-shot measurement of 10^{10} pulse contrast for ultra-high peak-power lasers. *Scientific Reports*, 4, 2014.
- [99] Amplitude Technologies. *Sequoia, High dynamic third order cross-correlator, User’s manual*.
- [100] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications*, 148(1-3):70 – 74, 1998.
- [101] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönnagel, and W. Sandner. Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally. *Opt. Lett.*, 30(8):923–925, 2005.
- [102] G. I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare, and S. M. Saltiel. Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction. *Opt. Lett.*, 26(6):355–357, 2001.
- [103] R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, K. A. Flipppo, J. C. Fernandez, and B. M. Hegelich. High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification. *Opt. Lett.*, 34(15):2273–2275, 2009.
- [104] A. Cotel, A. Jullien, N. Forget, O. Albert, G. Chériaux, and C. Le Blanc. Nonlinear temporal pulse cleaning of a 1- μ m optical parametric chirped-pulse amplification system. *Applied Physics B*, 83(1):7–10, 2006.
- [105] H. Kiriya, T. Shimomura, H. Sasao, Y. Nakai, M. Tanoue, S. Kondo, S. Kanazawa, A. S. Pirozhkov, M. Mori, Y. Fukuda, M. Nishiuchi, M. Kando, S. V. Bulanov, K. Nagashima, M. Yamagiwa, K. Kondo, A. Sugiyama, P. R. Bolton, T. Tajima, and N. Miyanaga. Temporal contrast enhancement of petawatt-class laser pulses. *Opt. Lett.*, 37(16):3363–3365, 2012.
- [106] C. Liu, Z. Wang, W. Li, Q. Zhang, H. Han, H. Teng, and Z. Wei. Contrast enhancement in a ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system with a noncollinear femtosecond optical-parametric amplifier. *Opt. Lett.*, 35(18):3096–3098, 2010.
- [107] I. Musgrave, W. Shaikh, M. Galimberti, A. Boyle, C. Hernandez-Gomez, K. Lancaster, and R. Heathcote. Picosecond optical parametric chirped pulse amplifier as a preamplifier to generate high-energy seed pulses for contrast enhancement. *Appl. Opt.*, 49(33):6558–6562, 2010.

-
- [108] F. Wagner, C. P. Joao, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, M. Roth, T. Stöhlker, and V. Bagnoud. Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification. *Applied Physics B*, pages 1–7, 2013.
- [109] P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, and G. Erbert. Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser. *Opt. Express*, 10(2):108–113, 2002.
- [110] K. Ogawa, Y. Akahane, M. Aoyama, K. Tsuji, S. Tokita, J. Kawanaka, H. Nishioka, and K. Yamakawa. Multi-millijoule, diode-pumped, cryogenically-cooled Yb:KY(WO₄)₂ chirped-pulse regenerative amplifier. *Opt. Express*, 15(14):8598–8602, 2007.
- [111] D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, L. Patricia Ramirez, P. Georges, and F. Druon. Broadband high-energy diode-pumped Yb:KYW multipass amplifier. *Opt. Lett.*, 36(19):3816–3818, 2011.
- [112] D. Hillier, C. Danson, S. Duffield, D. Egan, S. Elsmere, M. Girling, E. Harvey, N. Hopps, M. Norman, S. Parker, P. Treadwell, D. Winter, and T. Bett. Ultrahigh contrast from a frequency-doubled chirped-pulse-amplification beamline. *Appl. Opt.*, 52(18):4258–4263, 2013.
- [113] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. E*, 69:026402, 2004.
- [114] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster. The plasma mirror—A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, 75:645–649, 2004.
- [115] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Optical ablation by high-power short-pulse lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(2):459–468, 1996.
- [116] B. Zielbauer, C. Brabetz, G. Scott, H. Powell, P. McKenna, D. Neely, and V. Bagnoud. *Plasma mirror far field characteristics of PHELIX*, page 381. GSI Report 2013-1. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, 2013.
- [117] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D’Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec, P. Martin, J. P. Geindre, and P. Audebert. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses. *Opt. Lett.*, 32(3):310–312, 2007.
- [118] B. Zielbauer, J. Green, D. Neely, M. Roth, G. Scott, T. Stöhlker, F. Wagner, and V. Bagnoud. *Development of a Plasma Mirror Setup for Pulse Contrast Enhancement at PHELIX*, page 439. GSI Report 2012-1. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, 2012.
- [119] S. Busold, D. Schumacher, O. Deppert, C. Brabetz, F. Kroll, A. Blažević, V. Bagnoud, and M. Roth. Commissioning of a compact laser-based proton beam line for high intensity bunches around 10 mev. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17:031302, 2014.
- [120] D. Kraus, J. Vorberger, D. O. Gericke, V. Bagnoud, A. Blazevic, W. Cayzac, A. Frank, G. Gregori, A. Ortner, A. Otten, F. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, K. Siegenthaler, F. Wagner, K. Wünsch, and M. Roth. Probing the Complex Ion Structure in Liquid Carbon at 100 GPa. *Phys. Rev. Lett.*, 111:255501, 2013.

-
- [121] T. Kuehl, B. Aurand, V. Bagnoud, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, D. Hochhaus, D. Javorkova, P. Neumayer, B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, S. Kazamias, A. Klisnick, D. Ros, J. Seres, C. Spielmann, and D. Ursescu. X-ray laser developments at PHELIX. *Proc. SPIE*, 7451, 2009.
- [122] P. S. Banks, M. D. Perry, V. Yanovsky, S. N. Fochs, B. C. Stuart, and J. Zweiback. Novel all-reflective stretcher for chirped-pulse amplification of ultrashort pulses. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 36(3):268–274, 2000.
- [123] C. Brabetz. Wellenfront Kontrolle am PHELIX-Lasersystem mit adaptiver Optik. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2010.
- [124] B. Aurand. *Untersuchungen zu Mechanismen der Laser-Teilchenbeschleunigung*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2012.
- [125] L. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua, and A. Glebov. Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses. *Optical Engineering*, 53(5):051514, 2014.
- [126] K. H. Liao, M. Y. Cheng, E. Flecher, V. I. Smirnov, L. B. Glebov, and A. Galvanauskas. Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system. *Opt. Express*, 15(8):4876–4882, 2007.
- [127] J. Eichler, L. Dünkel, and B. Eppich. Die Strahlqualität von Lasern - Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis? *Laser Technik Journal*, 1(2):63–66, 2004.
- [128] D. Javorkova. *The CPA system for the PW peak intensity at PHELIX*. PhD thesis, Comenius University Bratislava, 2007.
- [129] V. Bagnoud. *Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde kilohertz térawatt. Etude de l'accord de phase spectrale; amplification de puissance en présence de charge thermique*. PhD thesis, Université Bordeaux, Ecole Doctorale de Physique, 1999.
- [130] V. Schanz. Charakterisierung der Pulsverbreiterung bei Verstärkung am Femtosekunden-Frontend des PHELIX. Miniforschung, TU Darmstadt, 2014.
- [131] W. Sellmeier. Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen. *Annalen der Physik*, 219(6):272–282, 1871.
- [132] M. Polyanskiy. Refractive index database. <http://refractiveindex.info>. [Online; Stand März 2014].
- [133] <http://www.newlightphotonics.com/KDP-crystal.html>. [Online; Stand März 2014].
- [134] Olivier Morice. Miro: Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems. *Optical Engineering*, 42(6):1530–1541, 2003.
- [135] M. M. Basko, J. Maruhn, and A. Tauschwitz. *Development of a 2D radiationhydrodynamics code RALEF for laser plasma simulations*, page 410. GSI Report 2010-1. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, 2010.

-
- [136] S. Faik, A. Tauschwitz, M. M. Basko, J. Maruhn, O. Rosmej, T. Rienecker, V. Novikov, and A. S. Grushin. Creation of a homogeneous plasma column by means of hohlraum radiation for ion-stopping measurements. *High Energy Density Physics*, 10:47–55, 2014.
- [137] A. Iacob, A. F. Nikiforov, V. G. Novikov, and V. B. Uvarov. *Statistical Models of Hot Dense Matter, Methods for Computation Opacity and Equation of State*. Springer, 2006.
- [138] F. Nürnberg, M. Schollmeier, E. Brambrink, A. Blazevic, D. C. Carroll, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geissel, K. Harres, B. M. Hegelich, O. Lundh, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, J. Schreiber, and M. Roth. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. *Rev Sci Instrum*, 80(3):033301, 2009.
- [139] J. J. Thomson. The resonance spectra of iodine vapour and their destruction by gases of the helium group. *Philosophical Magazine Series*, 6(22(13)):469–481, 1911.
- [140] S. Geschwind. Auswertung radiochromatischer Filme zur Spektrenbestimmung laserbeschleunigter Protonen. Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2014.
- [141] V. Schanz. Untersuchung von laserbeschleunigten Ionen mit einer Thomson-Parabel. Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2013.
- [142] A. S. Tebartz. Entwicklung von dünnen Polymerfolien zur Laser-Ionenbeschleunigung an PHELIX. Master-Thesis, TU Darmstadt, 2014.
- [143] R. Nürnberg. *Laser-Accelerated Proton Beams as a New Particle Source*. PhD thesis, TU Darmstadt, Institut für Kernphysik, 2010.
- [144] A. Schreiber. RGB-Farb-Kalibrierung von radiochromatischen Filmen. Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, 2012.
- [145] W. W. McLaughlin, M. Al-Sheikhly, D. F. Lewis, A. Kovacs, and L. Wojnarovits. Radiochromic solid-state polymerization reaction. *American Chemical Society*, 620:152–166, 1996.
- [146] <http://www.gafchromic.com>. [Online; Stand Mai 2014].
- [147] J. F. Ziegler. SRIM2006 - the stopping and range of ions in matter. <http://www.srim.org>. [Online; Stand August 2006].
- [148] K. J. Harres. *Strahltransport laserbeschleunigter Ionen*. PhD thesis, TU Darmstadt, Institut für Kernphysik, 2010.
- [149] M. Schollmeier, K. Harres, F. Nürnberg, A. Blazevic, P. Audebert, E. Brambrink, J. C. Fernandez, K. A. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, J. Schreiber, and M. Roth. Laser beam-profile impression and target thickness impact on laser-accelerated protons. *Physics of Plasmas*, 15(5), 2008.
- [150] B. Aurand, S. Kuschel, O. Jäckel, C. Rödel, H. Zhao, S. Herzer, A. E. Paz, J. Bierbach, J. Polz, B. Elkin, G. G. Paulus, A. Karmakar, P. Gibbon, T. Kühl, and M. C. Kaluza. Radiation pressure-assisted acceleration of ions using multi-component foils in high-intensity laser-matter interactions. *New Journal of Physics*, 15(3):033031, 2013.

-
- [151] L. Senje, M. Yeung, B. Aurand, S. Kuschel, C. Rödel, F. Wagner, K. Li, B. Dromey, V. Bagnoud, P. Neumayer, M. Roth, C. Wahlström, M. Zepf, T. Kühl, and D. Jung. Diagnostics for Studies of Novel Laser Ion Acceleration Mechanisms. *in preparation*, 2014.
- [152] P. G. Zverev, T. T. Basiev, and A. M. Prokhorov. Stimulated Raman scattering of laser radiation in Raman crystals. *Optical Materials*, 11(4):335 – 352, 1999.
- [153] P. Cerny, H. Jelinkova, P. G. Zverev, and T. T. Basiev. Solid state lasers with Raman frequency conversion. *Progress in Quantum Electronics*, 28(2):113 – 143, 2004.

Publikationsliste

- [1] **F. Wagner**, C. P. Joao, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, M. Roth, T. Stöhlker, and V. Bagnoud. Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification. *Applied Physics B (published online: DOI 10.1007/s00340-013-5714-9)*, 2013.
- [2] **F. Wagner**, S. Bedacht, V. Bagnoud, O. Deppert, S. Geschwind, D. H. H. Hoffmann, R. Jaeger, A. Ortner, A. Tebartz, B. Zielbauer, and M. Roth. Simultaneous observation of angularly separated proton beams accelerated via two different mechanisms: Target Normal Sheath Acceleration and Laser Breakout Afterburner. *In preparation*, 2014.
- [3] C. P. Joao, **F. Wagner**, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, and V. Bagnoud. A 10 mJ-level compact CPA system based on Yb:KGW for ultrafast optical parametric amplifier pumping. *Applied Physics B, submitted*, 2014.
- [4] M. Roth, D. Jung, K. Falk, N. Guler, O. Deppert, M. Devlin, A. Favalli, J. Fernandez, D. Gautier, M. Geissel, R. Haight, C. E. Hamilton, B. M. Hegelich, R. P. Johnson, F. Merrill, G. Schaumann, K. Schoenberg, M. Schollmeier, T. Shimada, T. Taddeucci, J. L. Tybo, **F. Wagner**, S. A. Wender, C. H. Wilde, and G. A. Wurden. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids. *Phys. Rev. Lett.*, 110:044802, 2013.
- [5] D. Kraus, J. Vorberger, D. O. Gericke, V. Bagnoud, A. Blazevic, W. Cayzac, A. Frank, G. Gregori, A. Ortner, A. Otten, F. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, K. Siegenthaler, **F. Wagner**, K. Wünsch, and M. Roth. Probing the complex ion structure in liquid carbon at 100 gpa. *Phys. Rev. Lett.*, 111:255501, 2013.
- [6] D. Kraus, A. Otten, A. Frank, V. Bagnoud, A. Blazevic, D. O. Gericke, G. Gregori, A. Ortner, G. Schaumann, D. Schumacher, J. Vorberger, **F. Wagner**, K. Wünsch, and M. Roth. X-ray thomson scattering on shocked graphite. *High Energy Density Physics*, 8(1):46 – 49, 2012.
- [7] L. Senje, M. Yeung, B. Aurand, S. Kuschel, C. Rödel, **F. Wagner**, K. Li, B. Dromey, V. Bagnoud, P. Neumayer, M. Roth, C. Wahlström, M. Zepf, T. Kühl, and D. Jung. Diagnostics for Studies of Novel Laser Ion Acceleration Mechanisms. *In preparation*, 2014.
- [8] G. G. Scott, J. S. Green, V. Bagnoud, C. Brabetz, C. M. Brenner, D. C. Carroll, D. A. MacLellan, A. P. L. Robinson, M. Roth, C. Spindloe, **F. Wagner**, B. Zielbauer, P. McKenna, and D. Neely. Multi-pulse enhanced laser ion acceleration using plasma half cavity targets. *Applied Physics Letters*, 101(2), 2012.
- [9] G. G. Scott, J. S. Green, A. P. Robinson, C. Spindloe, D. Neely, D. C. Carroll, D. A. MacLellan, P. McKenna, V. Bagnoud, C. Brabetz, B. Zielbauer, **F. Wagner**, and M. Roth. Plasma cavity enhanced ion acceleration. In *Plasma Science (ICOPS), 2012 Abstracts IEEE International Conference*, pages 5C–4. IEEE, 2012.

-
- [10] A. Ortner, S. Faik, D. Schumacher, M. M. Basko, A. Blazevic, S. Busold, S. Bedacht, W. Cayzac, A. Frank, D. Kraus, T. Rienecker, G. Schaumann, An. Tauschwitz, **F. Wagner**, and M. Roth. Creation and characterization of a moderately coupled plasma by laser generated X-rays confined in a cylindrical hohlraum for ion stopping and charge state measurements. *High Energy Density Physics*, submitted, 2014.
- [11] A. Ortner, D. Schumacher, A. Frank, W. Cayzac, M. M. Basko, S. Bedacht, A. Blazevic, S. Faik, D. Kraus, T. Rienecker, G. Schaumann, An. Tauschwitz, **F. Wagner**, and M. Roth. A novel experimental setup for energy loss and charge state measurements in dense weakly coupled plasma using laser-heated hohlraum targets. *IOP Journal of Physics, Conference Series (IFSA 2013 proceedings)*, submitted, 2014.
- [12] W. Cayzac, A. Frank, A. Ortner, V. Bagnoud, M. M. Basko, S. Bedacht, A. Blazevic, O. Deppert, D. O. Gericke, L. Hallo, A. Knetsch, D. Kraus, G. Malka, K. Pepitone, G. Schaumann, T. Schlegel, D. Schumacher, An. Tauschwitz, J. Vorberger, **F. Wagner**, and M. Roth. An experimental setup for ion-energy loss measurements at maximum stopping power in a laser-induced plasma. *IOP Journal of Physics, Conference Series (IFSA 2013 proceedings)*, submitted, 2014.
- [13] S. Busold, A. Almomani, V. Bagnoud, W. Barth, S. Bedacht, A. Blazevic, O. Boine-Frankenheim, C. Brabetz, T. Burris-Mog, T.E. Cowan, O. Deppert, M. Droba, H. Eickhoff, U. Eisenbarth, K. Harres, G. Hoffmeister, I. Hofmann, O. Jaeckel, R. Jaeger, M. Joost, S. Kraft, F. Kroll, M. Kaluza, O. Kester, Z. Lecz, T. Merz, F. Nürnberg, H. Al-Omari, A. Orzhekhovskaya, G. Paulus, J. Polz, U. Ratzinger, M. Roth, G. Schaumann, P. Schmidt, U. Schramm, G. Schreiber, D. Schumacher, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, W. Vinzenz, **F. Wagner**, S. Yaramyshev, and B. Zielbauer. Shaping laser accelerated ions for future applications - the LIGHT collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 740(0):94 – 98, 2014. Proceedings of the first European Advanced Accelerator Concepts Workshop 2013.

A Anhang

A.1 Charakterisierung eines Plasmaspiegels am PHELIX-Laser

Eine weitere Kontrasterhöhung des PHELIX-Kurzpulses kann mit Hilfe von Plasmaspiegeln erzielt werden. Diese Technik ermöglicht es insbesondere die Steigung der Anstiegsflanke zu erhöhen, was mit der uOPA-Methode nicht möglich ist. Dies ist für Experimente nötig, die einen hohen Dichtegradienten an der Targetoberfläche beim Eintreffen des Hauptpulses erfordern.

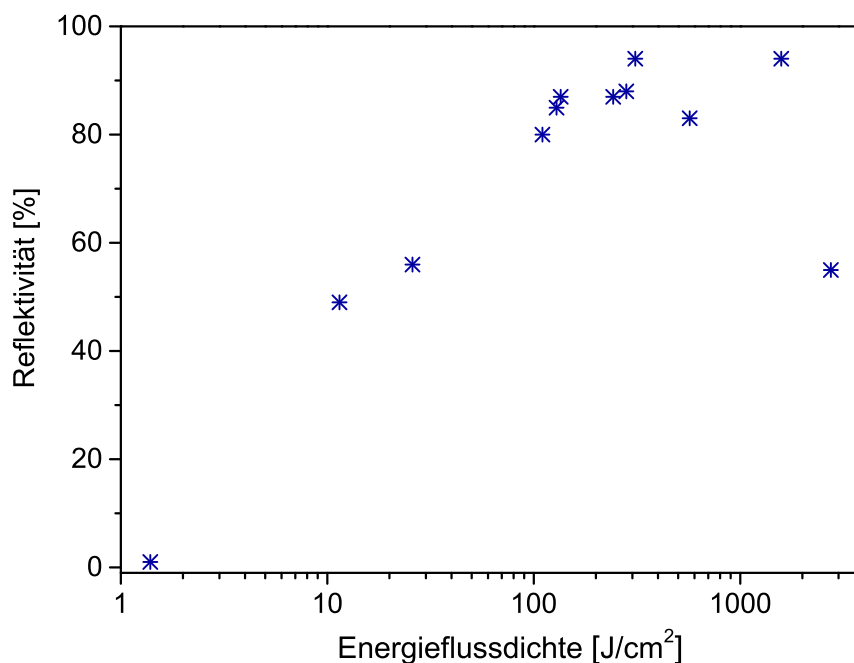


Abb. A.1.: Charakterisierung eines Plasmaspiegels am PHELIX-Laser: Reflektivitäten für verschiedene Energieflussdichten auf der Oberfläche des Plasmaspiegels.

Die Schwierigkeit bei der Verwendung von Plasmaspiegeln ist die richtige Positionierung, welche den Strahldurchmesser und damit die Energieflussdichte auf der Oberfläche des Plasmaspiegels bestimmt. Ist diese zu hoch, so erfolgt die Plasmazündung zu einem zu frühen Zeitpunkt bezüglich des Pulsmaximums. Durch die Reflexion des Hauptpulses an einem expandierten Plasma kommt es zu einer Beeinflussung der Wellenfront und damit verknüpft zu einer verringerten Fokussierbarkeit des reflektierten Strahls. Dagegen führt eine zu niedrige Energieflussdichte zu einer zu späten Plasmazündung. Dies hat eine verringerte Reflektivität des Plasmaspiegels zur Folge. Die optimale Energieflussdichte hängt neben dem Material des Plasmaspiegels auch vom Kontrast des jeweiligen Laserpulses ab, da dieser bei gegebener Maximalintensität den Zeitpunkt der Plasmazündung definiert. Vor der Verwendung eines Plasmaspiegels muss daher

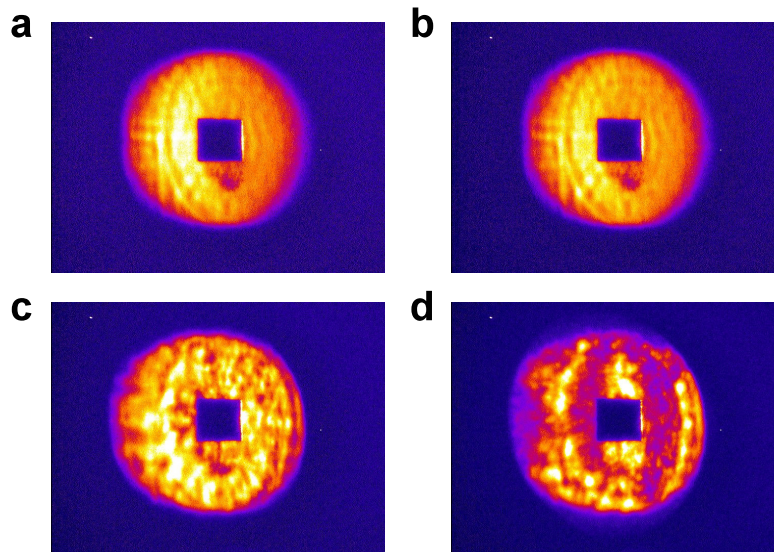


Abb. A.2.: Charakterisierung eines Plasmaspiegels am PHELIX-Laser: Messung des Strahlprofils nach Reflexion des Strahls am Plasmaspiegel für verschiedene Energieflussdichten auf der Oberfläche des Plasmaspiegels (a: 130 J/cm^2 b: 140 J/cm^2 c: $1,6 \text{ kJ/cm}^2$ d: $2,8 \text{ kJ/cm}^2$)

die optimale Energieflussdichte bestimmt werden, bei der die Reflektivität maximal ist und die Fokussierbarkeit erhalten bleibt.

Eine solche Charakterisierung eines Plasmaspiegels wurde im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit D. Neely am PHELIX-Laser durchgeführt [118]. Dabei wurde der PHELIX-Kurzpuls mit einer Pulsdauer von 500 fs und einer Pulsenergie von 100 J mittels einer f/7-Fokussierparabel fokussiert. In Abbildung A.1 sind die Reflektivitäten des Plasmaspiegels für verschiedene Energieflussdichten gezeigt, die durch Variation des Strahldurchmessers auf dem Plasmaspiegel sowie der Pulsenergie erreicht wurden. Die Reflektivität steigt zunächst für Energieflussdichten zwischen 1 J/cm^2 und 100 J/cm^2 kontinuierlich an und erreichen über 100 J/cm^2 maximale Werte von über 80 %. Gleichzeitig wurde das Strahlprofil des vom Plasmaspiegel reflektierten Strahls mittels einer Streuplatte und einer Kamera detektiert. Ein inhomogenes Strahlprofil ist dabei gleichbedeutend mit einer geringen Fokussierbarkeit des Strahls. Beispielhafte Strahlprofile sind in Abbildung A.2 gezeigt. Für Energieflussdichten auf dem Plasmaspiegel von 130 J/cm^2 (Abb. A.2 a) und 140 J/cm^2 (Abb. A.2 b) ist jeweils ein homogenes Strahlprofil zu erkennen. Kleinere Inhomogenitäten wurden bereits bei Messungen des Strahlprofils vor dem Plasmaspiegel beobachtet und sind somit keine Effekte des Plasmaspiegels. Für hohe Energieflussdichten über 1 kJ/cm^2 (Abbildung A.2 c und d) weist das Strahlprofil starke Inhomogenitäten auf, welche durch die Reflexion an einem ausgedehnten Plasma erklärbar sind. In diesem Bereich sinkt ebenfalls die Reflektivität des Plasmaspiegels (vgl. Abb. A.1). Der Plasmaspiegel kann somit bei Energieflussdichten von wenigen 100 J/cm^2 optimal verwendet werden.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich auf dem Weg zu dieser Promotion begleitet und unterstützt haben.

Markus, dir möchte ich danken für die Aufnahme in deine Arbeitsgruppe, die tolle Arbeitsatmosphäre und das interessante Thema der Doktorarbeit. Besonders dankbar bin ich für die zahlreichen Möglichkeiten, die du mir während meiner Zeit als Doktorand geboten hast. Durch die Teilnahme an diversen Experimenten konnte ich interessante Einblicke in die verschiedensten Bereiche der Laser- und Plasmaphysik bekommen. Darüber hinaus hast du es mir ermöglicht während zahlreicher Auslandsaufenthalte in Kontakt mit internationalen Forscherteams zu kommen und interessante Orte wie beispielsweise das Los Alamos National Laboratory in New Mexico oder das Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien kennenzulernen und dort zu arbeiten. Es war eine schöne und lehrreiche Zeit, für die ich sehr dankbar bin.

Mein besonderer Dank gilt **Vincent**. Ich hatte großes Glück mit dir zusammenarbeiten zu können. Deine Unterstützung und dein Engagement gingen deutlich über den üblichen Rahmen hinaus und haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ich konnte viel von deinem Fachwissen profitieren und habe viel zum Thema Hochleistungslaser von dir gelernt. Für alle Probleme und Fragestellungen rund um meine Promotion hattest du immer ein offenes Ohr, wofür ich dir sehr dankbar bin. Außerdem war das Arbeiten mit dir immer lustig und hat sehr viel Spaß gemacht. Auch neben der Arbeit konnte ich viel von dir lernen, beispielsweise über französische Weine, die Zubereitung von Froschschenkeln und Schnecken, französisches Liedgut, oder die Gefahr, die von bestimmten Fischen im Amazonas ausgeht. Danke für alles, Master.

Stefan, dir danke ich für die tolle Zusammenarbeit insbesondere bei der Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeiten. Es hat immer sehr viel Spaß gemacht mit dir zu arbeiten. Deine Versorgung mit Süßigkeiten während der Strahlzeiten war super und hat dafür gesorgt, dass ich trotz der sehr knappen Zeit für Essenspausen mein Gewicht nicht nur halten sondern sogar noch erhöhen konnte. Ich glaube, wir sind ein gutes Team und ergänzen uns super, ich mit meinem Ordnungssinn und du mit deiner chaotischen Art

Alex O., vielen Dank für deine Hilfsbereitschaft und speziell die Unterstützung bei unseren Strahlzeiten. Besonders dein Support in der Werkstatt mit zahlreichen kreativen Ideen war immer eine große Hilfe. Du hast mich davon überzeugt, dass ein Absolvent einer Waldorfschule durchaus eine große Bereicherung des Teams sein kann und das nicht nur wenn es um das Tanzen von Farben und Namen geht. Ich danke dir auch für die immer sehr gute Atmosphäre im Büro und die netten Gespräche über die wichtigsten Dinge des Lebens.

Witold, du bist mein zweiter Lieblingsfranzose. Ich danke dir für die interessanten Dokumentationsfilme, einen fairen Ringkampf und dafür, dass du immer so schlecht Badminton gespielt hast, dass ich auch wenn es an der Arbeit einmal nicht so gut geklappt hat, trotzdem ein Erfolgserlebnis hatte.

Anna, dir danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit mit 2D-Hydrodynamiksimulationen. Die Simulationsergebnisse haben maßgeblich zur Deutung der experimentellen Messungen beigetragen.

Bernhard, du warst immer eine große Hilfe bei den verschiedensten technischen Problemen. Besonders weiß ich deinen Einsatz bei unseren Strahlzeiten zu schätzen, bei denen du uns über die gewöhnlichen Arbeitszeiten hinaus bis spät in die Nacht mit kompetenten und kreativen Ideen zur Seite gestanden hast.

Dem ganzen **PHELIX-Team** danke ich, dass ihr mich so lange ertragen habt. Bei den verschiedensten Fragestellungen habe ich bei euch immer einen kompetenten und hilfsbereiten Ansprechpartner gefunden. Während meiner Zeit an PHELIX habe ich erfahren, dass ein zuverlässiges Funktionieren eines so komplexen Lasersystems keine Selbstverständlichkeit ist. Im täglichen Betrieb treten immer wieder neue Probleme auf, die gelöst werden müssen. Es ist eurer Kompetenz und eurem täglichen persönlichen Einsatz zu verdanken, dass das PHELIX-System zu den besten Lasern der Welt gehört. Danke an **Sabine, Udo, Dirk, Stefan, Jerome, Christian, Alex, Bernhard** und **Vincent**.

Vielen Dank an die Arbeitsgruppe **Laser- und Plasmaphysik** der TU Darmstadt. Ihr seid spitze!!! Bevor ich mich für diese Promotion entschieden habe, hatte ich Simon B. nach der Arbeitsatmosphäre in der Gruppe gefragt. Seine Antwort, „Wir sind die tollste Gruppe überhaupt“, hat sich für mich bestätigt. Besonders schön finde ich die kollegiale Zusammenarbeit. Jeder ist stets dazu bereit seine eigene Tätigkeit für mehrere Stunden, Tage oder auch Wochen (z.B. bei Strahlzeiten) zu unterbrechen, um uneigennützig seinen Kollegen zu helfen. Vielen Dank an euch alle.

Danke an alle, die mir mit dem Korrekturlesen dieser Arbeit sehr geholfen haben: **Abel, Annika, Alex, Bea, Christian, großer Simon, kleiner Simon, Stefan, Vincent, Witold**.

Danke an **Joachim** für die gemeinsame Zeit während des Studiums. Ohne das gemeinsame Lernen, die Bierchen und das gelegentliche Feiern wäre das Studium nicht so erfolgreich verlaufen und hätte auch weniger Spaß gemacht.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Eltern **Bruno und Christel Wagner**. Durch eure langjährige Unterstützung wurde diese Promotion erst möglich. Ich danke euch für eure intensive Förderung, die ich von meiner Kindheit an bis heute genießen durfte und die meinen bisherigen Weg bis zu dieser Doktorarbeit ermöglicht hat. Ich danke euch nicht nur für die finanzielle Hilfe sondern auch besonders für die vielen Stunden, die ihr für mich aufgebracht habt. Danke dafür, dass ihr während der Schulzeit mit mir gelernt habt, für die vielen Fahrten, die ihr für mich gemacht habt, dass ihr mir den Rücken frei gehalten habt, beispielsweise während der Abiturphase oder während wichtigen Klausuren an der Uni, dass ihr mir geholfen habt bei der Wohnungssuche hier in Darmstadt und beim Umzug und für vieles mehr. Vor allem danke ich euch, dass ihr immer für mich da seid.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner lieben **Bea** bedanken. Danke, dass du immer für mich da bist und mich liebst. Ich danke dir auch besonders dafür, dass du meine Launen während der letzten Phase des Schreibens dieser Arbeit ertragen hast. Du bist ein toller Schatz. Ich liebe dich.

Falls ich noch jemanden vergessen haben sollte dann sage ich an dieser Stelle schon einmal sorry dafür. Derjenige fällt mir bestimmt direkt nach dem Drucken dieser Arbeit wieder ein.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Florian Wagner
Geburtstag	26.09.1985
Geburtsort	Lich
Staatsangehörigkeit	deutsch

Hochschulreife

8/1996 - 6/2005	Wolfgang Ernst Gynmasium, Büdingen
6/2005	Abschluss: Abitur, Note: 1,0

Studium

10/2005 - 12/2008	<p>TU Darmstadt, Bachelorstudiengang Physik</p> <p>Abschluss: Bachelor of Science (B.Sc.) Gesamturteil: mit Auszeichnung bestanden</p> <p>Bachelor-Thesis: <i>Optimierung von UCOM-Korrelatoren für das chirale N3LO Potential</i> (Inst. für Kernphysik, AG Prof. R. Roth), Note: 1,0</p>
12/2008 - 11/2010	<p>TU Darmstadt, Masterstudiengang Physik, Schwerpunkt: Moderne Optik</p> <p>Abschluss: Master of Science (M.Sc.) Gesamturteil: sehr gut bestanden</p> <p>Master-Thesis: <i>Nichtlinear optische 3D-Mikroskopie transparenter Proben</i> (Inst. für Angewandte Physik, AG Prof. T. Halfmann), Note: 1,0</p>

Studienbegleitende Tätigkeiten

10/2007 - 3/2011	Übungsbetreuer für vorlesungsbegleitende Übungen in Rechenmethoden der Physik, Einführung in die Theoretische Physik, Theoretische Physik I, Theoretische Physik II, Theoretische Physik III, Experimentalphysik III
------------------	--

Berufserfahrung

seit 4/2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Darmstadt
-------------	--

Auslandsaufenthalte

2010-2014 (insgesamt 16 Wochen)	Mehrwöchige Forschungsaufenthalte an folgenden Institutionen: Los Alamos National Laboratory, USA Lawrence Livermore National Laboratory, USA Weizmann Institute of Science, Israel
------------------------------------	--

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 3. Dezember 2014

(Florian Wagner)

